

THÈSES

PRESENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

GENEVIÈVE DUBOIS

LICENCIÉE ÈS SCIENCES PHYSIQUES

1^{re} THÈSE

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DES ÉCOULEMENTS GAZEUX RAPIDES
PAR LES MÉTHODES DE PERTURBATION : UTILISATION DES ULTRASONS

2^e THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE LA STRUCTURE D'UN BROUILLARD ARTIFICIEL

Soutenues le 1^{er} décembre 1951, devant la Commission d'Examen

Jury	{	MM. CABANNES	{	Président.
		TOUSSAINT		Examineurs.
		LUCAS		

FACULTÉ DES SCIENCES

Nom du candidat : DUBOIS.

Prénom : Geneviève.

Date de la soutenance : 1^{er} décembre 1951.

Numéro d'ordre : Série A-2439. N° 3311.

DUBOIS Geneviève. —

Contribution à l'étude expérimentale des écoulements gazeux rapides par les méthodes de perturbation : Utilisation des ultrasons. — *Paris*, Imp. du Ministère de l'Air, 1952. In-8°, 58 pages, 42 fig.

(Th. Sc. Phys. Paris, 1951. Sér. A-2439. N° 3311)

DUBOIS Geneviève. —

Contribution à l'étude expérimentale des écoulements gazeux rapides par les méthodes de perturbation : Utilisation des ultrasons. — *Paris*, Imp. du Ministère de l'Air, 1952. In-8°, 58 pages, 42 fig.

(Th. Sc. Phys. Paris, 1951. Sér. A-2439. N° 3311)

DUBOIS Geneviève. —

Contribution à l'étude expérimentale des écoulements gazeux rapides par les méthodes de perturbation : Utilisation des ultrasons. — *Paris*, Imp. du Ministère de l'Air, 1952. In-8°, 58 pages, 42 fig.

(Th. Sc. Phys. Paris, 1951. Sér. A-2439. N° 3311)

DUBOIS Geneviève. —

Contribution à l'étude expérimentale des écoulements gazeux rapides par les méthodes de perturbation : Utilisation des ultrasons. — *Paris*, Imp. du Ministère de l'Air, 1952. In-8°, 58 pages, 42 fig.

(Th. Sc. Phys. Paris, 1951. Sér. A-2439. N° 3311)

FACULTÉ DES SCIENCES

Nom du candidat : DUBOIS.

Prénom : Geneviève.

Date de la soutenance : 1^{er} décembre 1951.

Numéro d'ordre : Série A-2439. N° 3311.

DUBOIS Geneviève. —

Contribution à l'étude expérimentale des écoulements gazeux rapides par les méthodes de perturbation : Utilisation des ultrasons. — Paris, Imp. du Ministère de l'Air, 1952. In-8°, 58 pages, 42 fig.

(Th. Sc. Phys. Paris, 1951. Ser. A-2439. N° 3311)

DUBOIS Geneviève. —

Contribution à l'étude expérimentale des écoulements gazeux rapides par les méthodes de perturbation : Utilisation des ultrasons. — Paris, Imp. du Ministère de l'Air, 1952. In-8°, 58 pages, 42 fig.

(Th. Sc. Phys. Paris, 1951. Ser. A-2439. N° 3311)

DUBOIS Geneviève. —

Contribution à l'étude expérimentale des écoulements gazeux rapides par les méthodes de perturbation : Utilisation des ultrasons. — Paris, Imp. du Ministère de l'Air, 1952. In-8°, 58 pages, 42 fig.

(Th. Sc. Phys. Paris, 1951. Ser. A-2439. N° 3311)

DUBOIS Geneviève. —

Contribution à l'étude expérimentale des écoulements gazeux rapides par les méthodes de perturbation : Utilisation des ultrasons. — Paris, Imp. du Ministère de l'Air, 1952. In-8°, 58 pages, 42 fig.

(Th. Sc. Phys. Paris, 1951. Ser. A-2439. N° 3311)

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

GENEVIÈVE DUBOIS

LICENCIÉE ÈS SCIENCES PHYSIQUES

1^{re} THÈSE

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DES ÉCOULEMENTS GAZEUX RAPIDES
PAR LES MÉTHODES DE PERTURBATION : UTILISATION DES ULTRASONS

2^e THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE LA STRUCTURE D'UN BROUILLARD ARTIFICIEL

Soutenues le 1^{er} décembre 1951, devant la Commission d'Examen

Jury	{	MM. CABANNES	{	Président.
		TOUSSAINT		Examineurs.
		LUCAS		



CONTRIBUTION A L'ÉTUDE EXPÉRIMENTALE
DES ÉCOULEMENTS GAZEUX RAPIDES
PAR LES MÉTHODES DE PERTURBATION
UTILISATION DES ULTRASONS



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41550412_0027

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen M. A. CHATELET

PROFESSEURS

G. JULIA	T	Analyse supérieure et algèbre supérieure.	M ^{lle} COUSIN	T	Biologie animale (P.C.B.).
A. DENJOY	T	Théorie des fonctions.	CURÉTIEN		Chimie (P.C.B.).
L. LUTAUD	T	Géographie physique et géologie dynamique.	P. DRACH		Zoologie.
E. DARMOIS	T	Enseignement de physique.	KASTLER		Physique.
Robert LÉVY	T	Physiologie comparée.	CHATELET	T	Arithmétique et théorie des nombres.
M ^{me} RAMART-LUCAS	T	Chimie organique.	EPIRUSSI	T	Génétique.
FÖCH	T	Mécanique physique et expérimentale.	WURMSER	T	Biologie physico-chimique.
PAUTHENIER	T	Électrotechnique générale.	BAUER	T	Chimie-physique.
DE BROGLIE	T	Théories physiques.	RIVIÈRE		Géologie (P.C.B.).
JOB	T	Chimie générale.	GAUTHIERET		Biologie végétale (P.C.B.).
PRENANT	T	Anatomie et histologie comparées.	LUCAS		Physique.
COMBES	T	Physiologie végétale.	A. THOMAS		Évolution des êtres organisés.
GARNIER	T	Géométrie supérieure.	ARNULF		Optique appliquée.
PÉRÈS	T	Mécanique rationnelle.	Max MORAND		Physique.
LAUGIER	T	Physiologie générale.	SOLEILLET		Physique.
TOUSSAINT	T	Technique aéronautique.	FORTIER	T	Mécanique expérimentale des fluides.
M. CURIE	T	Physique (P.C.B.).	DANJON	T	Astronomie.
G. RIBAUD	T	Hautes températures.	FROMAGEOT		Chimie biologique.
CHAZY	T	Mécanique analytique et mécanique céleste.	LAPORTE	T	Physique générale et radio-activité.
CROZE	T	Physique théorique et physique céleste.	JANET		Mathématiques générales.
DUPONT	T	Théories chimiques.	PETIT	T	Biologie maritime.
VALIRON	T	Calcul différentiel et calcul intégral.	QUENEY	T	Météorologie et dynamique atmosphérique.
BARRABÉ	T	Géologie structurale et géologie appliquée.	GALLIEN		Biologie animale (P.C.B.).
VAVON	T	Analyse et mesures chimiques.	EICHORN		Biologie végétale (P.C.B.).
G. DARMOIS	T	Calcul des probabilités et physique mathématique.	DE CUGNAC		Biologie végétale (P.C.B.).
Jacques BOURCART	T	Géographie physique et géologie dynamique.	LAVALLÉE		Physique (P.C.B.).
AUBEL	T	Chimie biologique.	M ^{lle} CAUCHOIS		Chimie-physique.
M ^{me} JOLIOT-CURIE	T	Physique générale et radio-activité.	THELLIER		Physique du globe.
PLANTEFOL	T	Botanique.	AUDUBERT		Électrochimie.
CABANNES	T	Recherches physiques.	L'HÉRITIER		Génétique.
GRASSÉ	T	Évolution des êtres organisés.	GRIVET	T	Radio-électricité.
PRÉVOST	T	Chimie organique.	PONCIN		Mécanique des fluides.
BOULIGAND	T	Application de l'analyse à la géométrie.	THIRY	T	Mécanique appliquée.
CHAUDRON	T	Chimie appliquée.	DUBREIL		Mathématiques générales.
WYART	T	Minéralogie.	QUELET		Chimie (P.C.B.).
TEISSIER	T	Zoologie.	CAGNIARD		Géophysique appliquée.
MANGENOT	T	Biologie végétale.	CHAMPETIER		Chimie appliquée.
P. AUGER	T	Physique quantique et relativité.	COUVILLIER		Géologie structurale et géologie appliquée.
MONNIER		Physiologie générale.	JUNG		Pétrographie.
PIVETEAU	T	Géologie.	TRILLAT		Physique (P.C.B.).
ROCARD	T	Physique.	WIEMANN		Chimie (P.C.B.).
H. CARTAN	T	Mathématiques générales	LICHNEROWICZ		Mathématiques.
SCHAEFFER	T	Physiologie des fonctions.	JACQUINOT		Physique (P.C.B.).
LAFFITTE	T	Chimie.	VASSY		Physique de l'atmosphère.
FAVARD	T	Calcul des Probabilités et Physique Mathématique.	DESTOUCHES		Théories physiques.
COULOMB	T	Physique du globe.	PRUVOST	T	Géologie.
			AMIEL		Chimie (P.C.B.).
			HOCART		Minéralogie.
			MACHEBEUF		Microbiologie.
			J.-P. MATHIEU		Physique (P.C.B.).
			COUTEAUX		Biologie (P.C.B.).
			MAY		Biologie (P.C.B.).

Secrétaire Ch. MONIER

A la mémoire de mon PÈRE
*dont la vie fut un exemple de dévouement,
de modestie et de bonté*

A ma MÈRE

A Monsieur le Professeur

Jean CABANNES,

*Doyen honoraire
de la Faculté des Sciences de l'Université de Paris,
Membre de l'Institut*

Il nous a accueillie avec bienveillance dans
les laboratoires de Recherches Physiques qu'il
dirige à la Sorbonne.

Il nous a fait le très grand honneur d'accepter
la présidence de cette thèse.

Qu'il veuille bien trouver ici le témoignage de
notre respectueuse reconnaissance.

A nos Juges

Ce travail a été mené à bien grâce à la bienveillante sollicitude de M. KLING, Professeur à l'Ecole Centrale, à qui je suis heureuse d'exprimer ici mes sentiments de profonde reconnaissance.

J'adresse également mes remerciements à M. le Professeur TOUSSAINT, Directeur de l'Institut Aérotechnique de Saint-Cyr, qui s'est personnellement intéressé à mes essais en soufflerie et a facilité mes travaux à Saint-Cyr, ainsi qu'à M. GRUSON, Sous-Directeur de l'Institut Aérotechnique.

Je tiens à remercier la Direction de l'O.N.E.R.A. pour les facilités qu'elle m'a accordées pour l'exécution, dans ses laboratoires, de ce travail qu'elle a bien voulu m'autoriser à présenter comme thèse. Je désire témoigner ma gratitude à M. MERCIER qui est à l'origine de cette recherche, ainsi qu'à M. VIAUD qui a bien voulu mettre à ma disposition le matériel qui m'était nécessaire.

Enfin, je n'oublie pas mes camarades de laboratoire et de l'O.N.E.R.A., en particulier MM. CRABOL, GILIS, LAVAL et VIEILLEDENT pour l'aide amicale qu'ils ne m'ont jamais ménagée.

TABLE DES MATIÈRES

	PAGES
NOTATIONS	1
INTRODUCTION	3
But et intérêt de la recherche	3
Production des ultrasons	4
1° Générateur H.F. pour ultrasons et quartz émetteurs	5
2° Sirène de Hartmann	7
Fonctionnement de la sirène de Hartmann	7
Visualisation des ultrasons	10
1° Ondes stationnaires	10
Montage strioscopique	10
2° Ondes progressives	11
3° Limites d'emploi du procédé	11

PREMIÈRE PARTIE

Emission du faisceau ultrasonore normalement à l'écoulement.	13
I. — Principe de la méthode	13
II. — Considérations théoriques	14
1° Etude théorique de l'influence d'un gradient de vitesse sur la propagation d'ondes sonores planes	14
2° Généralisation	16
3° Etude de la réflexion des ondes sonores sur une paroi en l'absence d'écoulement	19
4° Conclusions	21
III. — Travaux étrangers	21
1° Le thermomètre ultrasonore	21
2° Indicateur de vitesse et de nombre de Mach	23
IV. — Réalisation pratique	24
A) Principales difficultés rencontrées avec la sirène de Hartmann. Essais d'amélioration	24
B) Aménagement des tuyères	26
1° Tuyère subsonique	26
2° Tuyère supersonique	27

V. — Résultats expérimentaux	28
1° Domaine subsonique	28
2° Domaine transsonique	32
3° Domaine supersonique	33
VI. — Interprétation des résultats	33
1° Comparaison des mesures de vitesse par les deux méthodes	33
2° Aspect des ultrasons	33
3° Perturbations créées par le trou dans le profil	34
VII. — Conclusions	35

DEUXIÈME PARTIE

Emission du faisceau ultrasonore dans le sens de l'écoulement.	37
I. — Principe de la méthode	37
II. — Considérations théoriques	38
1° Détermination du nombre de Mach et de la température absolue	38
2° Traversée d'une onde de choc par les ondes ultrasonores	39
3° Calcul théorique de l'absorption des ondes ultrasonores par l'onde de choc	40
III. — Résultats expérimentaux	42
1° Domaine supersonique	42
2° Domaine transsonique	45
3° Réseau d'ultrasons et d'ondes de choc sphériques	49
IV. — Interprétation des résultats	49
1° Comparaison avec la sonde de pression statique	49
2° Aspect des ondes et du faisceau ultrasonores	51
3° Relation entre l'absorption des ultrasons et la densité à l'amont de l'onde de choc	51
V. — Conclusions	54
CONCLUSIONS GÉNÉRALES	56
BIBLIOGRAPHIE	57

NOTATIONS

- $\dot{V}$: vitesse de l'écoulement du fluide.
- $\dot{a}, a$: célérité du son.
- Φ : angle de déviation du rayon sonore incident ou réfracté avec la normale à la surface de séparation de deux milieux.
- θ : angle de l'onde incidente ou réfractée avec la surface de séparation des deux milieux.
- M : nombre de Mach.
- p : pression.
- t : température en degrés centigrades.
- T : température absolue en degrés Kelvin.
- ρ : masse spécifique du fluide.
- γ : rapport des chaleurs spécifiques du fluide. Pour l'air $\gamma = 1,4$.
- λ : longueur d'onde.
- ν : fréquence.
- τ : temps, instant.
- L'indice ∞ représente l'infini amont.

INTRODUCTION

On connaît les difficultés rencontrées dans la mesure des caractéristiques des écoulements gazeux à grande vitesse, surtout dans le domaine transsonique.

On sait que, dans un gaz en mouvement, les sondes de mesure de la température, de la pression et de la vitesse, utilisées habituellement, modifient les conditions locales d'écoulement, et qu'il est nécessaire d'utiliser des formules de correction, valables seulement lorsque les corrections et, par suite les vitesses d'écoulement, sont relativement peu élevées. La détermination précise de ces corrections est d'ailleurs souvent difficile.

Pour des nombres de Mach compris entre 0,8 et 1,2 en particulier, il serait évidemment souhaitable de ne pas introduire de sonde dans la veine.

Pour déterminer l'état d'un gaz aux grandes vitesses, il faudrait faire choix de deux propriétés accessibles aux mesures, malgré la vitesse du courant gazeux.

Les appareils qui serviront à mesurer ces paramètres devront répondre, autant que possible, aux conditions suivantes :

- a) ne pas perturber l'écoulement;
- b) présenter une inertie très faible;
- c) posséder sensibilité, précision et fidélité aussi grandes que possible.

Les méthodes de perturbation semblent le mieux répondre à ces conditions; deux d'entre elles ont été expérimentées à l'O.N.E.R.A., sensiblement à une même époque. Elles s'appuient sur certaines propriétés que possède le fluide en mouvement en ce qui concerne la transmission d'un apport d'énergie extérieure.

Dans ses travaux, M. TISSEAU [1] a utilisé des perturbations créées pour une onde de choc sphérique produite par un détonateur électrostatique.

Recherchant les méthodes applicables pour mesurer la célérité du son dans un courant gazeux, M. R. MERCIER suggéra, dans un rapport du G.R.A. non publié, intitulé « Sur la mesure des caractéristiques des courants gazeux rapides », l'emploi d'un faisceau d'ultrasons, émis normalement à l'écoulement, pour explorer une veine gazeuse, et c'est cette idée qui est à l'origine de notre travail.

BUT ET INTÉRÊT DE LA RECHERCHE

Notre étude a porté sur quelques problèmes théoriques et expérimentaux soulevés par l'étude d'un champ d'écoulement, sans introduction de sondes, à l'aide d'un faisceau ultrasonore.

Il s'agissait principalement de réaliser et de mettre au point un appareillage permettant la mesure des caractéristiques des courants gazeux rapides au moyen des ultrasons, puis d'expérimenter ce montage en soufflerie.

C'est une méthode absolue par apport d'énergie dans la veine et observation de la perturbation qui en résulte, comme toutes les méthodes de perturbations.

Nous avons fait l'étude de la propagation d'un faisceau d'ondes ultrasonores planes émis :

1° *normalement à l'écoulement* à partir de la paroi, ainsi que l'avait suggéré M. R. MERCIER, en étudiant son comportement dans la traversée de la veine, par une méthode optique appropriée [2] ;

2° *dans le sens et suivant l'axe de l'écoulement*, en suivant la progression des ondes et les modifications qu'elles subissent du fait de l'écoulement; le passage des ondes ultrasonores à travers une onde de choc, observé dans un écoulement supersonique, a également fourni quelques renseignements utiles aussi bien au point de vue théorique qu'au point de vue expérimental.

Dans tous les cas, on admet que le front de l'onde se déplace dans la veine avec un mouvement qui est la composition du mouvement de propagation de l'ébranlement et du mouvement du fluide.

On peut admettre que la perturbation apportée par le train d'ondes ultrasonores est faible et presque négligeable devant celle apportée par une sonde matérielle.

Si l'on compare l'emploi des ultrasons à celui d'ondes de choc sphériques, on peut dire que les ondes ultrasonores provoquent une perturbation, en général, moins grande que celle apportée par une onde de choc. Par contre, celle-ci présente l'avantage d'être à front très net, ce qui permet de faire des mesures plus précises. Les ondes ultrasonores peuvent être obtenues pratiquement planes, ce qui facilite le dépouillement des mesures. Enfin, pour pouvoir faire des mesures de vitesse, il faut disposer de plusieurs ondes de choc successives très rapprochées pour une même photographie à l'étincelle, ou d'une seule onde de choc et de plusieurs étincelles d'éclairage successives, alors qu'une seule étincelle suffit à fixer le train d'ondes ultrasonores. De plus, en modifiant les fréquences de celles-ci, il sera relativement aisé d'obtenir des espacements des ondes plus ou moins importants.

La méthode ne permet que l'étude des écoulements plans.

PRODUCTION DES ULTRASONS

Il fallait obtenir un faisceau d'ondes ultrasonores planes, de longueur d'onde convenable et d'intensité suffisante.

Dans le choix du procédé de production des ultrasons, il faut tenir compte de la nécessité de transmettre à l'air une énergie acoustique suffisante. D'autre part, l'absorption des vibrations augmentant rapidement avec leur fréquence (pour

une fréquence de 10^6 cycles/seconde, soit $\lambda = 0,3$ mm dans l'air dans les conditions ordinaires, l'intensité acoustique diminue de moitié après 25 mm de parcours) on doit donc se limiter à des fréquences relativement basses, de l'ordre de 10^5 cycles/seconde.

Il eut été évidemment plus intéressant d'utiliser des fréquences élevées afin de pouvoir mesurer la vitesse du son sur un espace aussi restreint que possible (de l'ordre du mm).

Les divers modes de production d'ultrasons possibles sont essentiellement :

— la piézoélectricité, que nous avons tenté d'utiliser, comme on le montrera par la suite, malgré le mauvais coefficient de transmission quartz-air et les dangers de rupture des quartz, leur résistance mécanique étant relativement peu élevée et l'amortissement dans l'air faible;

— la magnétostriction, qui présente le même désavantage que le procédé précédent du point de vue du coefficient de transmission, mais qui, par contre, offre l'avantage que l'on ne risquera pas la rupture de l'émetteur malgré les champs magnétiques assez intenses auxquels on le soumet.

Cependant, ce procédé nécessite un appareillage électrique puissant pour un rendement extrêmement faible de l'énergie acoustique mise en jeu; il n'a pas été utilisé;

— la sirène de Hartmann, qui nous offre le maximum d'avantages tant au point de vue rendement et domaine de fréquences que simplicité d'emploi et encombrement minimum. Tout au long de notre étude, elle nous a été d'un précieux secours.

1^o Générateur haute-fréquence pour ultrasons et quartz émetteurs.

Le générateur utilisé au début était l'appareil du type B de la S.C.A.M., de 300 watts de puissance consommée, alimenté en tension continue par un générateur auxiliaire.

Les quartz utilisés vibrent suivant l'épaisseur. La fréquence fondamentale propre est donnée par la relation :

$$N_d = \frac{1}{2d} \sqrt{\frac{c_{11}}{\rho}},$$

si l'on fait abstraction de l'influence des oscillations transversales couplées, dues à la contraction transversale, c'est-à-dire si la surface de la plaque est infiniment grande.

Dans cette formule :

d (cm) = épaisseur de la plaque;

ρ (g/cm³) = densité = 2,65 g/cm³ dans le cas du quartz;

c_{11} = module d'élasticité, caractéristique du mode de vibration et de la direction des oscillations = $85,46 \times 10^{10}$ dynes/cm² pour le quartz.

On a donc, dans le cas du quartz :

$$Na \# \frac{283\,000}{d} \text{ cycles/seconde.}$$

Il est difficile de transmettre au moyen d'un quartz piézoélectrique une énergie ultrasonore notable à l'air en raison du mauvais coefficient de transmission quartz-air et de la limite imposée à la tension excitatrice par la résistance mécanique du quartz, relativement peu élevée. On excite le quartz juste au-dessous de sa limite de rupture et l'énergie mise en jeu est d'environ 4 watts au maximum.

Pour l'émission d'ultrasons normalement à l'écoulement, nous avons réalisé un montage du quartz de façon que sa face émettrice soit parfaitement de niveau avec le profil (*fig. 1*).

Le quartz est monté dans un bâton cylindrique de plexiglas, qui s'adapte aussi étroitement que possible au trou cylindrique percé dans le profil, afin d'éviter

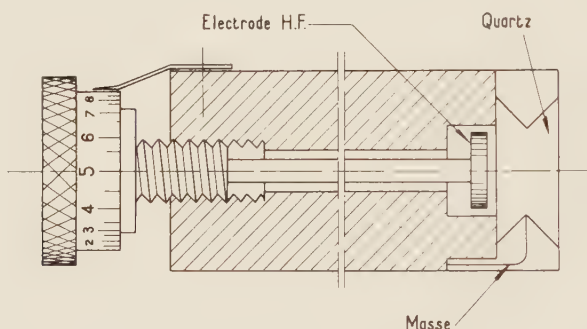


Fig. 1. — Schéma de montage du quartz

tout jeu. L'électrode haute-fréquence est constituée d'une plaque circulaire parallèle à la face inférieure du quartz, et reliée par une tige de cuivre, de même axe que le plexiglas, au générateur. La résonance par capacité s'obtient par le déplacement de cette électrode au moyen d'une vis micrométrique, jusqu'à ce que la distance électrode-quartz soit un multiple impair de $\frac{\lambda}{4}$. Deux tiges fixées dans le profil maintiennent le quartz par leurs pointes qui s'appuient dans le fond du canal taillé en V suivant le plan nodal médian du quartz. Celui-ci est doré sur sa face émettrice et jusqu'à la moitié de l'entaille pour qu'il y ait contact avec les tiges reliées à la masse. Un presse-étoupe doit également maintenir le quartz dans son alvéole lorsque la soufflerie est en marche et assurer l'étanchéité.

Ce montage présenterait l'avantage, en soufflerie, de faire partie du profil qui n'aurait pas de discontinuité appréciable grâce à un bon ajustage et, par suite, il n'y aurait pas de perturbations dans l'écoulement.

On peut obtenir des fréquences élevées avec les quartz, ce qui serait d'un grand intérêt pour les mesures de célérité locale du son, si l'absorption n'intervenait pas.

Mais, l'expérience a montré que l'énergie mise en jeu était faible, ce qui rendait déjà difficile la visualisation en air calme et, d'autre part, le quartz vibrant dans l'air se désamorçait assez facilement, probablement en raison de l'acuité de la résonance, ce qui ne permettait pas d'espérer des résultats favorables en soufflerie, alors que MARLOW ([3] et voir p. 21) a pu obtenir des résultats avec un tube de choc, qui doit présenter moins de vibrations parasites, et une turbulence plus réduite.

Nous avons donc abandonné ce mode de production d'ondes ultrasonores en faveur de la sirène de Hartmann ⁽¹⁾.

2° Sirène de Hartmann [4].

Ce procédé mécanique de génération d'ultrasons offre, en plus de sa simplicité, un rendement plus élevé que le quartz piézoélectrique, puisque c'est l'air lui-même qui se trouve mis directement en vibration sans aucun intermédiaire. La puissance acoustique transmise peut être de quelques dizaines de watts, selon les fréquences, d'après HARTMANN. La sirène de Hartmann ne demande qu'un débit d'air assez faible pour les fréquences assez élevées, débit que l'on peut facilement se procurer au laboratoire ou en soufflerie. Elle est d'un emploi commode et ne demande pratiquement aucun entretien.

Les fréquences qui peuvent être obtenues sont inférieures à celles que donnaient les quartz qui ont été essayés.

Un inconvénient de la sirène de Hartmann, c'est le courant d'air qui accompagne l'émission d'ultrasons, ce qui est gênant pour l'application envisagée. Il est difficile de le séparer du faisceau d'ultrasons sans affaiblir notablement celui-ci.

FONCTIONNEMENT DE LA SIRÈNE DE HARTMANN.

Sous l'action d'un jet s'échappant d'une tuyère, avec une surpression de plus de 0,9 atmosphère, un résonateur, placé suivant le même axe que la tuyère, se remplit et se vide alternativement d'air sous pression et, pour une position convenable du résonateur dans le jet, il y a émission d'ultrasons perpendiculairement à l'axe du jet, à partir d'une zone située non loin de l'entrée du résonateur. La position de celui-ci doit être telle que son bord se trouve dans une zone d'instabilité du jet, c'est-à-dire, comme l'a montré HARTMANN [4], dans une zone où la pression dynamique est croissante. (Schéma de principe, *fig. 2*.) Grâce à un miroir parabolique dont le foyer se trouve au voisinage du centre d'émission des ondes

(1) Au moment de la rédaction de ce travail, il nous a été signalé l'existence, en Amérique, de cristaux de titane de baryum noyés et cuits dans une céramique, puis acquérant, par effet de champ électrique, des propriétés piézoélectriques très supérieures à celles du quartz par certains côtés :

- puissances élevées de l'ordre de celles de la sirène de Hartmann;
- impédance très faible (environ 1/1 000 de celle du quartz), ce qui rend négligeables les dangers de rupture;
- mêmes gammes de fréquence qu'avec les quartz;
- accord plus facilement réalisable (étalement de la courbe de résonance au voisinage du maximum).

ultrasonores, on peut obtenir un faisceau sensiblement parallèle et concentrer le rayonnement dans la direction de l'axe du miroir.

(Le miroir parabolique utilisé a une distance focale de 10 mm et une ouverture de 75 mm.)

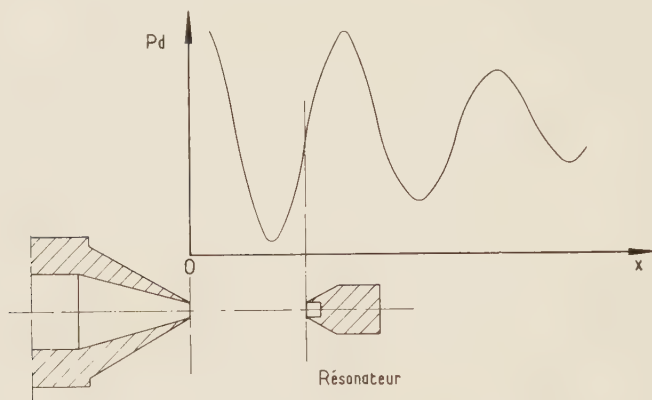


Fig. 2. — Sirène de Hartmann. Schéma de principe

Les ondes ultrasonores sont sensiblement planes.

La tuyère la plus utilisée, de forme conique, est convergente et de diamètre légèrement inférieur à celui du résonateur (diamètre : 0,7 mm).

Le résonateur, à bord vifs et propres, de profondeur égale au diamètre, a pour diamètre $d = 1$ mm.

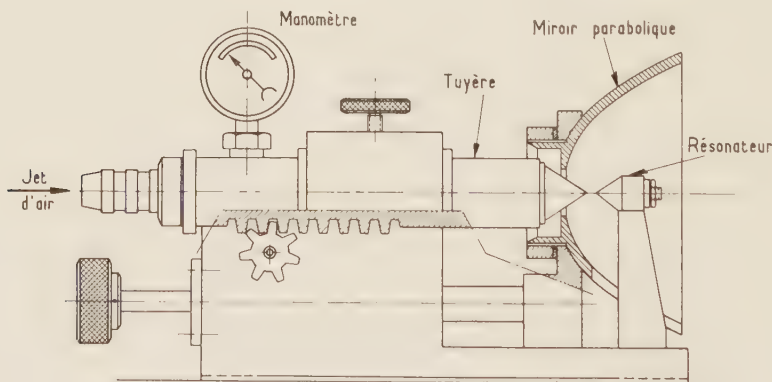


Fig. 3. — Sirène de Hartmann

On obtient ainsi une fréquence ν de l'ordre de 57 000 cycles/seconde pour la pression d'emploi $P = 4,5$ kg/cm².

(Voir schéma de la sirène de Hartmann, utilisée dans nos essais et construite à l'O.N.E.R.A., fig. 3) (cliché sirène de Hartmann, fig. 4.)

La relation très approximative, que donne HARTMANN de la puissance d'une sirène, permet d'avoir un ordre de grandeur de l'énergie mise en jeu :

$$I_0 = 3 d^2 \sqrt{p} - 0,9;$$

I_0 en watts;

d en mm (diamètre du résonateur);

p = surpression en atmosphères.

Soit, dans le cas actuel, $I_0 \approx 6$ watts.

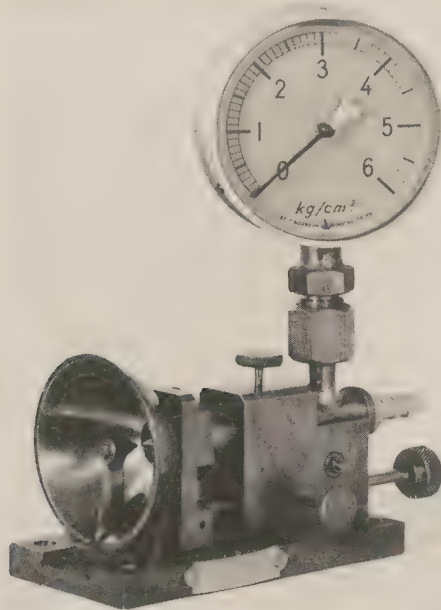


Fig. 4. — Sirène de Hartmann

Des spectres de fréquence ont été établis à l'analyseur de fréquence par le Docteur BUGARD ⁽¹⁾ pour différents jeux de tuyères et résonateurs. Leurs enregistrements présentent, en général, pour des réglages voisins de ceux que nous avons utilisés, trois maxima très nets correspondant à une fréquence fondamentale et ses deux premières harmoniques.

Par exemple, pour un résonateur de 2 mm de diamètre, et une tuyère de 1,5 mm de diamètre, la fréquence fondamentale obtenue est voisine de 25 kc/s, tandis que les deux premières harmoniques sont voisines de 50 et 75 kc/s. (Les résultats obtenus avec cet analyseur de fréquence ne sont valables qu'à 2 kc/s près.)

(1) Le Docteur BUGARD doit faire paraître prochainement un mémoire sur les travaux qu'il a réalisés avec une sirène de Hartmann du même type que la nôtre, et les enregistrements des spectres y seront publiés.

VISUALISATION DES ULTRASONS

Le problème consiste à rendre les enregistrements photographiques suffisamment contrastés, afin d'avoir des ondes sonores à front net et que, dans le cas où l'émission est effectuée normalement à la direction moyenne de l'écoulement, l'on puisse déterminer en chaque point la direction du rayon sonore et la longueur d'onde.

La méthode strioscopique a été choisie de préférence à la méthode des ombres parce que les ondes ultrasonores provoquent des discontinuités du second ordre dans le gradient de l'indice de réfraction de l'air. La méthode qui nous a servi est une variante de la méthode des stries sous la forme où elle a été utilisée par POHLMANN [5].

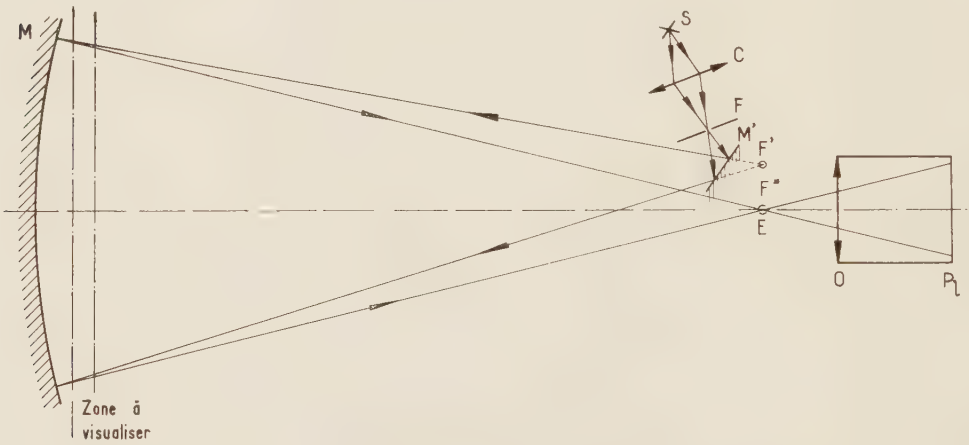


Fig. 5. — Schéma du dispositif de strioscopie (Méthode de Pohlmann)

1° Ondes stationnaires.

En l'absence de perturbations de l'air au voisinage du miroir sphérique, l'écran E, placé au centre de courbure du miroir, arrête tous les rayons lumineux.

Lorsqu'il y a production d'ondes ultrasonores stationnaires, les plans ventraux de la pression sont le siège de variations périodiques de pression entraînant des variations d'indice de réfraction. Les régions avoisinant ces plans apparaissent en clair sur fond sombre. La distance de deux franges successives brillantes est égale à la moitié de la longueur d'onde de la vibration dans l'air.

MONTAGE STRIOSCOPIQUE (fig. 5).

Le condensenseur C donne de la source lumineuse S (lampe H.P. 500) une image sur la fente réglable F; un miroir M', aluminé sur sa face antérieure, donne une image virtuelle F' de F à quelques millimètres du centre de courbure, et dans son plan, du miroir sphérique M (aluminé également sur sa face antérieure, $R = 2008$ mm). Celui-ci donne une image définitive F'' de F en son centre de

courbure. Un écran, ruban ou fil tendu, de 35/100 mm de large, est placé en cet endroit arrêtant les rayons lumineux pour l'objectif photographique O ($f = 30$ cm) placé juste derrière lui, lorsqu'il n'y a pas de perturbations au voisinage du miroir sphérique.

Les principaux avantages du miroir sphérique sur un objectif sont les suivants :

— suppression des aberrations chromatiques et des aberrations de sphéricité si l'on opère au centre de courbure;

— élimination de l'influence des stries présentées éventuellement par le verre;

— et, grâce au grand pouvoir réflecteur de l'aluminium, absorption moins grande de la lumière que par des optiques utilisées par transparence.

Un autre avantage de cette méthode de visualisation est que le phénomène en étude est traversé deux fois par les rayons lumineux, ce qui augmente la sensibilité. Il faut toutefois que la perturbation à visualiser ne soit pas trop éloignée du miroir sphérique et que les faisceaux incident et réfléchi coïncident sensiblement au niveau du phénomène.

2° Ondes progressives.

Dans le cas d'une onde progressive, on obtient avec une source lumineuse permanente un éclairage uniforme du champ pour tous les points où passe l'onde sonore. Il était donc nécessaire de prévoir un éclairage de durée très brève (étincelle) ou un éclairage stroboscopique (cellule de Kerr, par exemple). Nous avons utilisé un montage à étincelle.

Le montage optique reste à peu près le même. On supprime le condenseur et la fente. La source continue est remplacée par une étincelle ponctuelle jaillissant de l'éclateur du type Libessart dans le plan de la fente (diamètre du trou = 35/100 mm). L'étincelle est alimentée par un générateur de 13 kV.

Il serait évidemment préférable d'avoir pour écran non pas un fil, comme ce fut le cas, mais un écran ponctuel. Le temps nous a manqué pour mettre au point ce montage particulièrement délicat.

L'inconvénient principal de l'éclateur Libessart, dans le montage actuel, c'est que l'étincelle ne jaillissant pas toujours au même point, on n'en peut pas avoir une image définitive, ce qui conduit à modifier fréquemment le réglage de la position du fil, sans éviter entièrement pour cela des variations de l'éclairage du champ d'une étincelle à l'autre.

3° Limites d'emploi du procédé.

La méthode strioscopique étant une méthode de visualisation très sensible, le procédé ne peut guère s'appliquer qu'à l'étude des écoulements gazeux dans lesquels n'existent pas de gradients de température notables. Ceux-ci, s'ils existaient dans

la région traversée par les ondes ultrasonores, provoqueraient des variations d'indice de réfraction beaucoup plus importantes que celles entraînées par les ondes elles-mêmes, qui seraient par suite rendues complètement invisibles.

On ne pourrait évidemment pas utiliser cette méthode pour étudier, par exemple, les jets de gaz brûlés des réacteurs.

PREMIERE PARTIE

EMISSION DU FAISCEAU ULTRASONORE NORMALEMENT A L'ÉCOULEMENT

I. — PRINCIPE DE LA MÉTHODE

On considère une veine en écoulement permanent à l'intérieur de laquelle on émet à partir d'un point de la paroi un faisceau d'ondes ultrasonores planes dont on suppose, pour simplifier, la direction d'émission perpendiculaire à la direction de la vitesse moyenne d'écoulement.

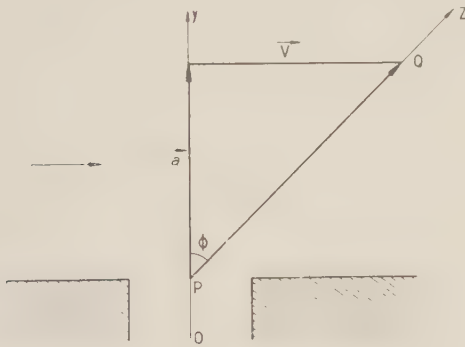


Fig. 6

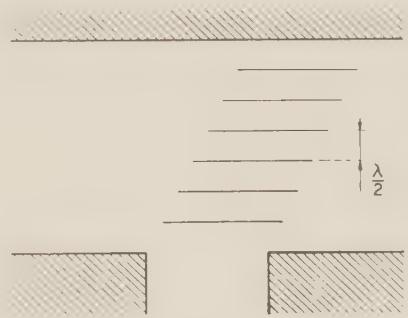


Fig. 7

Le faisceau ultrasonore se trouve dévié de sa direction initiale $\overrightarrow{OY}$, et, en un point P du fluide, la direction moyenne $\overrightarrow{PZ}$ résulte de la composition de la vitesse locale d'écoulement $\vec{V}$ avec la célérité locale du son $\vec{c}$ (fig. 6).

De la détermination de PZ, on pourra déduire le nombre de Mach M :

$$\operatorname{tg} \Phi = \frac{V}{c} = M,$$

et, si la célérité locale du son est connue, on pourra déterminer la grandeur de cette vitesse.

Connaissant la fréquence ν des ondes ultrasonores et mesurant la longueur d'onde λ , grâce à un procédé de visualisation, on peut en déduire la célérité locale du son (fig. 7), et calculer la vitesse V ainsi que la température locale T.

II. — CONSIDÉRATIONS THÉORIQUES

1° Étude théorique de l'influence d'un gradient de vitesse sur la propagation d'ondes sonores planes.

Si, dans l'atmosphère, la vitesse du vent est fonction de l'altitude, on sait que les ondes sonores subissent un changement de direction analogue, dans ses effets, à une réfraction.

L'interprétation théorique détaillée de ces phénomènes a été donnée par BARTON [6].

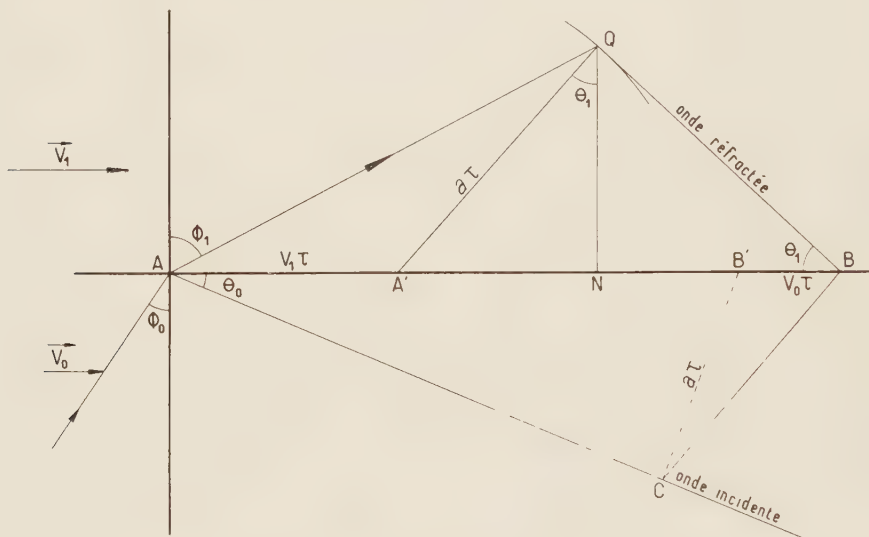


Fig. 8

On suppose que la vitesse du vent varie régulièrement avec la hauteur et l'on applique le principe de Huyghens.

Soient AB la surface de séparation des deux milieux ou des deux couches, et V_0 et V_1 les vitesses du vent de part et d'autre. Soient AC le front de l'onde incidente faisant un angle θ_0 avec la surface, et Φ_0 l'angle d'incidence du rayon avec la normale. Au temps τ , l'ondelette de C a atteint B. Si l'on trace CB' perpendiculaire à AC :

$$\frac{B'B}{CB'} = \frac{V_0 \tau}{a \tau} = \frac{V_0}{a}.$$

Une ondelette sphérique ayant A pour centre aura au temps τ son centre en A' où $AA' = V_1 \tau$, et le rayon $A'Q = a \tau$. BQ est alors le front de l'onde réfractée faisant un angle θ_1 avec la surface de séparation. Il est facile d'établir la relation (fig. 8) :

$$\frac{1}{\sin \theta_0} - \frac{1}{\sin \theta_1} = \frac{V_1 - V_0}{a} \quad \text{const.}$$

qui permet de calculer V_1 , connaissant θ_0 , V_0 et θ_1 , ou de déduire l'inclinaison de n'importe quelle onde réfractée, connaissant les trois autres quantités.

(L'indice 0 représente le premier milieu, ou la couche inférieure, l'indice 1 le second milieu, ou la couche supérieure.)

La direction du rayon sonore est donnée par :

$$\operatorname{tg} \Phi_1 = \operatorname{tg} \theta_1 + \frac{V_1}{a} \cdot \frac{1}{\cos \theta_1}.$$

En supposant le milieu en écoulement laminaire, les directions finales du front d'onde et du rayon seront, d'après la forme des équations, indépendantes des couches intermédiaires, et l'on aura pour la n ème couche :

$$\frac{1}{\sin \theta_0} = \frac{1}{\sin \theta_n} = \frac{V_n - V_0}{a},$$

avec :

$$\operatorname{tg} \Phi_n = \operatorname{tg} \theta_n + \frac{V_n}{a} \cdot \frac{1}{\cos \theta_n}.$$

Si la première équation donne pour $\frac{1}{\sin \theta_n}$ une valeur comprise entre + 1 et — 1, l'onde ne peut pas pénétrer dans la couche en question.

Dans le cas de l'écoulement turbulent, les formules doivent encore être valables pour le mouvement moyen.

CAS LIMITE.

Si $\theta_0 = 0$, ce qui est le cas dans lequel on se place le plus souvent dans les essais en soufflerie, pour lesquels les résultats précédents sont applicables,

$$\frac{1}{\sin \theta_0} = \infty; \quad \text{on a donc} \quad \theta_n = 0.$$

Le front d'onde est toujours parallèle à la direction initiale, mais le rayon dévie sans limite à partir de la verticale puisque :

$$\operatorname{tg} \Phi_n = \frac{V_n}{a}.$$

Lors de l'écoulement dans une tuyère, au voisinage de la paroi où la vitesse d'écoulement est très sensiblement dirigée suivant la tangente à celle-ci, si le générateur d'ultrasons a été réglé de manière que les plans d'onde soient parallèles à la paroi, on a $\theta_0 = \theta_1 = \dots = 0$.

Mais si, à partir d'une certaine couche d'indice k , la vitesse cesse d'être parallèle à la paroi, donc aux plans d'onde précédents, les plans d'onde des

couches suivantes vont changer d'orientation. Tout changement d'orientation des plans d'onde suppose nécessairement une variation de la direction de la vitesse d'écoulement.

La *figure 20* montre ce changement d'orientation des plans d'onde, principalement dans le faisceau ultrasonore incident, et loin des profils.

Si, ensuite, la vitesse d'écoulement varie en grandeur, tout en restant parallèle à la nouvelle direction, les plans d'onde continuent à tourner.

Si la nouvelle vitesse reste constante en grandeur et en direction,

$$\theta_{k+1} - \theta_{k+2} = \dots - \theta_n.$$

Les régions du champ d'écoulement où les plans d'onde restent parallèles entre eux sont des régions à l'intérieur desquelles la vitesse reste constante, en général, en grandeur, et toujours en direction, sauf dans le cas où la nouvelle direction des plans d'onde est précisément parallèle à celle de la vitesse au point considéré.

Dans ce cas, on aurait $\theta_0 = 0$, et tous les autres angles θ_k seraient nuls, comme dans l'émission initiale, sans que la vitesse soit constante en grandeur, mais seulement en direction.

Signalons que MILNE [7], dans une discussion théorique très détaillée, fait reposer son exposé sur le principe de la composition des vitesses pour chaque point de l'onde considérée et à chaque instant.

Ce principe est suffisant pour déterminer les positions successives de l'onde, si le mouvement du milieu est donné ainsi que la vitesse du son en chaque point.

Un rayon sonore est alors défini par une courbe telle que la tangente en chaque point soit dirigée suivant la vitesse résultante donnée par ce principe, prise au moment où l'onde passe par ce point.

2° Généralisation.

Considérons le cas où V_1 est différent de V_0 en grandeur et en direction. Il est possible d'établir des relations générales d'où découlent les relations précédemment établies par BARTON dans les conditions particulières précédentes.

Soient :

α , l'angle de V_1 avec V_0 ;

AB la surface de séparation des deux milieux (*fig. 9*);

AC le front de l'onde incidente faisant un angle θ_0 avec la surface.

Cherchons la position du front d'onde au temps τ quand l'ondelette de C a atteint B.

Traçons CB' perpendiculaire à AC et plaçons B'B de sorte que :

$$\begin{array}{l} B'B = V_0 \tau \\ CB' = a \tau \end{array}$$

et pour la direction du rayon sonore on a :

$$\operatorname{tg} \Phi_1 = \frac{AN}{NQ} = \frac{V_1 \tau \cos \alpha_1 + a \tau \sin \theta_1}{V_1 \tau \sin \alpha_1 + a \tau \cos \theta_1},$$

(2)

$$\operatorname{tg} \Phi_1 = \frac{V_1 \cos \alpha_1 + a \sin \theta_1}{V_1 \sin \alpha_1 + a \cos \theta_1}.$$

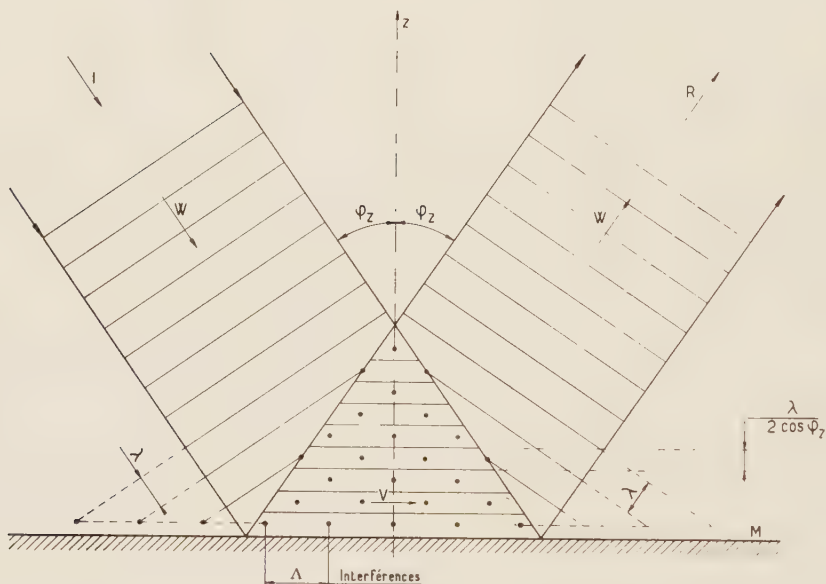


Fig. 10

En faisant $\alpha_1 = 0$, on retrouve les résultats donnés par BARTON :

$$\frac{1}{\sin \theta_0} - \frac{1}{\sin \theta_1} = \frac{V_1 - V_0}{a},$$

et :

$$\operatorname{tg} \Phi_1 = \operatorname{tg} \theta_1 + \frac{V_1}{a} \cdot \frac{1}{\cos \theta_1}.$$

Les relations (1) et (2) doivent permettre de déduire V_1 et α_1 , si l'on suppose connus θ_0 et V_0 et si l'on arrive à mesurer Φ_1 et θ_1 .

De proche en proche, on pourrait ainsi déterminer, dans un écoulement fluide non parallèle, la vitesse locale d'écoulement en grandeur et en direction.

Dans le cas où le champ des vitesses est parallèle, on pourrait éviter la mesure de la direction du rayon sonore et la remplacer par celle plus précise des plans d'onde en envoyant dans le courant gazeux des ondes ultrasonores dont les directions des plans d'onde fassent un certain angle initial θ_0 avec la direction de la vitesse.

On utiliserait la relation :

$$\frac{1}{\sin \theta_0} = \frac{1}{\sin \theta_1} = \frac{V_1 - V_0}{a},$$

et on l'appliquerait à des tranches successives de fluide.

Pour la première tranche, θ_0 est défini, c'est la direction des plans d'onde sans écoulement d'air, $V_0 = 0$, on mesure θ_1 , et l'on en déduit V_1 . Si le champ d'écoulement est parallèle et uniforme $V_2 - V_1 = 0, \dots$ pour toutes les tranches, sauf les deux premières, et $\theta_1 = \theta_2 = \dots$, les plans d'onde ne subissent aucune rotation.

L'application de cette méthode est assez difficile en pratique, du fait qu'elle nécessiterait l'inclinaison de l'émetteur ultrasonore vis-à-vis de la paroi, ce qui provoquerait, en principe, une discontinuité de celle-ci et une perturbation de l'écoulement.

Tout ce qui vient d'être dit sur les plans d'onde et leur orientation n'est vrai que lorsqu'on est assez loin d'une surface réfléchissante (c'est-à-dire du profil placé en face du profil émetteur), car au niveau de ce profil il y a réflexion des ondes ultrasonores et BRILLOUIN [8] a donné une explication du phénomène observé dans ce cas.

La superposition des deux ondes incidente et réfléchie donne un système de franges d'interférences mobiles qui courent parallèlement à la surface réfléchissante M (fig. 10).

3° Étude de la réflexion des ondes sonores sur une paroi en l'absence d'écoulement.

Si l'on considère l'onde incidente se propageant avec la vitesse W dans un milieu isotrope, si ψ est la grandeur oscillante (déplacement ou vitesse) et ν la fréquence,

$$\psi_1 = A_1 e^{2\pi i(ax+by+cz-\nu\tau)}$$

représente une onde d'amplitude A_1 , les composantes du vecteur de longueur $\frac{1}{\lambda}$ porté suivant le rayon étant a, b, c , et λ étant la longueur d'onde.

En disposant un miroir suivant le plan $z = 0$, la condition à remplir dans ce plan est $\psi = 0$.

L'onde réfléchie sera :

$$\psi_2 = -A_1 e^{2\pi i(ax+by-cz-\nu\tau)},$$

et l'onde résultante :

$$\psi = \psi_1 + \psi_2 = 2 A_1 i \sin(2\pi cz) e^{2\pi i(ax+by-\nu\tau)}.$$

La grandeur oscillante ψ est nulle sur le miroir $z = 0$ et sur tous les plans horizontaux définis par :

$$\begin{array}{ccc} 2 \pi c z = \pi & \dots & 2 \pi c z = n \pi \\ z = \frac{1}{2c} & \dots & z = \frac{n}{2c}. \end{array}$$

On a donc une série de « franges noires » sur les plans équidistants numérotés $n = 1, 2, 3 \dots$

L'amplitude de l'onde est nulle sur ces plans; aucune énergie ne les traverse, l'énergie vibratoire ne peut se propager que parallèlement au miroir.

(Remarquons que l'expression de ψ_i n'est valable que pour un phénomène sinusoïdal dans lequel les plans d'onde et les rayons sonores sont normaux.)

L'onde résultante est caractérisée par deux faits :

1° amplitude variable suivant Oz et nulle sur toutes les franges noires :

$$A(z) = 2 A_1 i \sin(2 \pi c z);$$

2° propagation parallèle au miroir caractérisée par :

$$e^{2\pi i(ax+by-v\tau)},$$

de même fréquence v que dans l'onde incidente, avec un vecteur de propagation $(a, b, 0)$ ayant une longueur apparente Λ donnée par :

$$\frac{1}{\Lambda^2} = a^2 + b^2.$$

Soit Φ_z l'angle que fait le rayon sonore avec l'axe Oz :

$$\left(a = \frac{1}{\Lambda} \sin \Phi_z \quad \text{et} \quad b^2 = \frac{1}{\Lambda^2} - \frac{1}{\Lambda^2} \sin^2 \Phi_z = c^2 \right),$$

$$\Lambda = \frac{\lambda}{\sin \Phi_z}.$$

Ces ondes d'interférence se propagent avec une vitesse de phase V supérieure à la vitesse W des ondes sonores incidentes :

$$W = \lambda v,$$

$$V = \Lambda v = \frac{W}{\sin \Phi_z} > W.$$

L'amplitude dans les plans d'interférence où elle est maximum est le double ($2 A_1$) de ce qu'elle est dans l'onde incidente, ce qui explique que les interférences pourront être observées aussi bien que les ondes stationnaires lorsque le

plan réfléchissant est parallèle aux plans d'onde incidents. La direction des plans d'onde se trouve modifiée par la réflexion, elle varie avec l'orientation du plan réfléchissant, même assez loin de ce plan.

L'expérience a montré qu'un écoulement parallèle à la surface réfléchissante ne modifie pas pour l'essentiel les résultats précédents (*fig. 20*).

4^o Conclusions.

Il ressort de l'ensemble de cette étude théorique que l'emploi des ondes ultrasonores dans l'étude des écoulements offre, au moins en principe, de grandes possibilités, puisque, théoriquement, si l'on envoie, dans le courant gazeux, des ultrasons dont la direction des plans d'onde fasse un certain angle initial connu avec la direction de la vitesse, on pourra déterminer celle-ci en grandeur et direction en chaque point de l'écoulement, par la mesure de la direction du rayon sonore ainsi que de la direction des plans d'onde, à condition qu'ils ne soient pas près d'un profil. Cependant, comme nous l'avons déjà signalé, l'application de cette méthode est assez difficile, et nous avons dû nous limiter au cas où la direction initiale des plans d'onde est parallèle à la vitesse d'écoulement.

III. — L'UTILISATION DES ONDES ULTRASONORES POUR L'ÉTUDE DES ÉCOULEMENTS — TRAVAUX ÉTRANGERS

Avant de parler de nos résultats expérimentaux, signalons les travaux qui ont été faits parallèlement aux nôtres sur des problèmes analogues ⁽¹⁾.

1^o Le thermomètre ultrasonore. (Travaux de MARLOW, NISEWAYER et CADY [3].)

Ces auteurs ont utilisé un faisceau d'ondes ultrasonores progressives produites par un quartz de fréquence assez élevée, 344 kc/s, pour étudier les variations de vitesse et de température de l'air au passage d'une onde de choc. Celle-ci était produite dans le dispositif connu sous le nom de « tube de choc ». La mise en évidence des ondes ultrasonores s'effectuait par la méthode des ombres à l'étincelle, celle-ci étant synchronisée avec l'onde de choc et de grande intensité (durée de l'ordre de 10^{-6} s ou moins). Remarquons qu'un tube de choc offre de sérieux avantages sur une soufflerie, puisqu'on n'a pas de dépression permanente dans la veine, pas de vibrations parasites provenant du compresseur et une turbulence réduite. Mais d'autres difficultés furent rencontrées, telles que :

— nécessité d'avoir une monture de quartz permettant de supporter les efforts imposés par le choc.

(1) Ces documents nous ont été communiqués alors que notre étude était déjà fort avancée.

Les autres difficultés étant de même nature que celles que nous avons eues avec les quartz :

— il fallait encastrier le cristal dans le profil, de façon que la surface soit continue, pour éviter les réflexions de l'onde de choc sur le quartz;

— le choix de la forme du quartz intervenait afin d'obtenir un faisceau d'épaisseur uniforme;

— le fait d'augmenter l'intensité d'émission ne faisait qu'accroître le danger de rupture du quartz en période d'écoulement, l'absorption acoustique du milieu étant plus grande qu'en air calme;

— mais le problème le plus grave fut celui de la diffraction; ils essayèrent sans succès, soit de diminuer la diffraction en augmentant la fréquence du quartz à 1 mégacycle/s (il fallait alors une étincelle de l'ordre de 10^{-7} s comme durée, probablement afin de diminuer le flou des images des ondes ultrasonores);

— soit d'augmenter la diffraction de façon à former des ondes semi-cylindriques, le cristal mince émettant suivant une direction normale à la dimension d'épaisseur du tube de choc, afin de donner une source linéaire d'énergie ultrasonore, ce qui ne fournit pas de résultats meilleurs.

Le nombre de Mach M de l'écoulement derrière le choc se calcule par la formule :

$$(1) \quad \operatorname{tg} \Phi = \frac{V_2}{a_2} = M.$$

Le rapport des températures absolues, si les longueurs d'onde, λ_1 et λ_2 , sont mesurées pour les ondes qui restent parallèles au cristal, est donné par la formule :

$$(2) \quad \frac{\lambda_2}{\lambda_1} = \frac{a_2}{a_1} = \left(\frac{T_2}{T_1} \right)^{1/2}$$

(indice 1 : avant l'onde de choc; indice 2 : derrière l'onde de choc).

Φ , qui pourrait être une quantité très utile, est assez mal défini, à cause de la diffraction aux limites du faisceau, d'où le manque de précision dans sa détermination. Une valeur très approximative du nombre de Mach a été obtenue à 10 % près environ.

$\frac{\lambda_2}{\lambda_1}$ est la quantité qui peut être le plus facilement et le plus soigneusement mesurée.

La mesure de la température peut être faite avec une bonne précision et reproductibilité, avec une erreur de 3 % par rapport aux valeurs données par les équations de Rankine-Hugoniot, ce qui représente la limitation de la méthode.

La valeur réelle de la méthode utilisant un faisceau ultrasonore dans un tube de choc consiste en ceci qu'elle permet une mesure de la température T, qui peut se faire d'une façon relativement précise et presque instantanée, de part et d'autre

d'une onde de choc. Les auteurs ont donné à leur appareil le nom de « thermomètre ultrasonore ».

Aussi longtemps que les ondes restent parallèles à la surface émettrice, le gradient de température est faible et l'application de l'équation (2) donne une bonne précision.

Dès que les ondes ne restent plus parallèles à la face du cristal, derrière l'onde de choc, on peut affirmer qu'il existe un gradient de température.

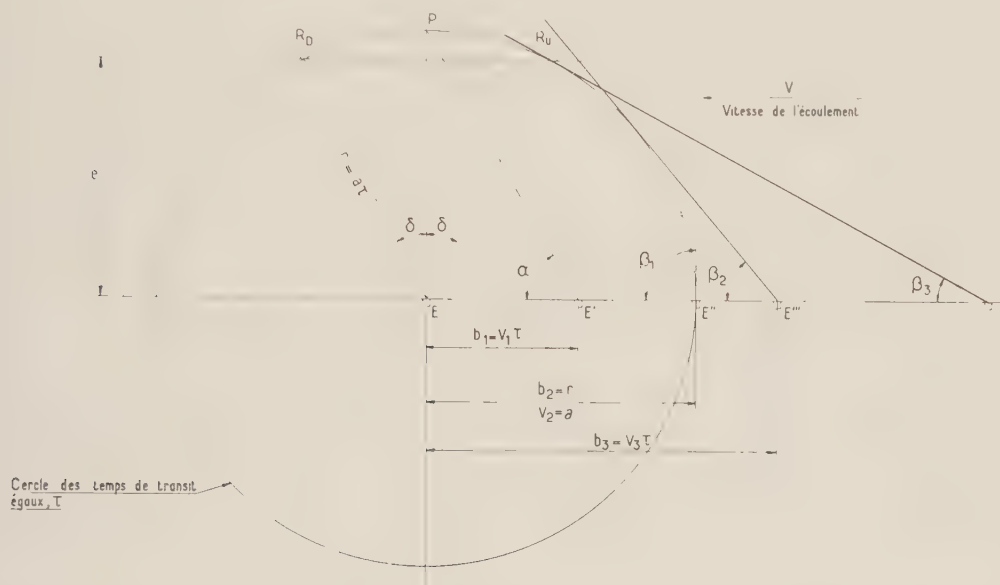


Fig. 11

2° Indicateur sonore de vitesse vraie de l'air et de nombre de Mach. (Travaux de COREY [9].)

Bien que d'un but un peu différent des nôtres, ces travaux s'en rapprochent par l'utilisation d'ultrasons afin d'obtenir des mesures de vitesse d'écoulement. Nous insistons sur le fait que le procédé de mesure est tout à fait différent et qu'il ne peut donner qu'une vitesse moyenne dans une veine, sur une certaine distance.

L'appareil utilisé est destiné principalement à fonctionner sur les avions, mais peut également être utilisé en soufflerie.

L'émetteur, un quartz piézoélectrique, est noyé dans une des deux poutrelles placées à l'avant de l'avion, parallèles à l'écoulement, tandis que deux récepteurs, bien isolés acoustiquement de leurs supports, sont noyés dans l'autre poutrelle, à distance fixe de la première. On règle la position de l'émetteur de façon que les niveaux sonores reçus séparément dans les deux récepteurs soient égaux et maxima, avec la condition d'incidence normale nominale (angle δ faible, *fig. 11*).

On mesure avec précision le temps de transit acoustique τ qu'il faut au signal, émis à la vitesse du son a , pour atteindre en phase les deux récepteurs, et la distance b dont il faut déplacer l'émetteur pour égaliser les niveaux sonores; cette distance est d'ailleurs celle dont se déplace l'émetteur pendant le temps τ par rapport à l'air. On peut en déduire le nombre de Mach M et la vitesse d'écoulement V puisque :

$$M = \frac{V}{a} = \frac{V \tau}{a \tau} = \frac{b}{r}$$

(r = rayon du cercle de temps de transit égal).

L'angle α définit la direction prise par le rayon sonore émis normalement après qu'il a été réfracté par l'écoulement, et :

$$V = \frac{b}{\tau}.$$

Si l'on admet que, dans la région où se font les mesures, le gaz est parfait, de chaleurs spécifiques indépendantes de T , on peut écrire pour la vitesse du son :

$$a = A \sqrt{T}, \quad A = \text{const},$$

et, par suite, le temps de transit acoustique τ peut également être utilisé pour mesurer la température absolue T de l'air. En se référant à un temps de transit acoustique standard τ_0 et une température T_0 correspondante qui peuvent être mesurés avec précision, on obtient :

$$T = T_0 \left(\frac{\tau_0}{\tau} \right)^2.$$

Tout le domaine subsonique peut ainsi être exploré par cette méthode et d'une façon très précise.

Jusqu'ici, des mesures auraient été effectuées en soufflerie dans le domaine subsonique avec des résultats satisfaisants.

Pour le domaine supersonique, la méthode est également utilisable, mais au prix de difficultés beaucoup plus grandes, puisqu'en particulier une indétermination provient à la réception du fait qu'il y a deux positions possibles de l'émetteur dans chaque cas.

IV. — RÉALISATION PRATIQUE

A) Principales difficultés rencontrées avec la sirène de Hartmann. Essais d'amélioration.

Au cours de nos essais en soufflerie, nous avons constaté l'existence de plusieurs faisceaux ultrasonores — d'intensités fort différentes —, ce qui est fort gênant et rend même très difficiles les mesures angulaires de déviation. Ce fait peut être expliqué par la distribution du rayonnement acoustique devant un miroir

parabolique, distribution qui est la même que si le rayonnement d'une source était diaphragmé par une ouverture circulaire percée dans un écran de même diamètre que l'ouverture du miroir.

Suivant la théorie, la majeure partie de l'énergie serait distribuée dans un angle 2θ , où θ est donné par la formule classique :

$$\theta = 0,61 \frac{\lambda}{R}$$

(R : rayon d'ouverture du miroir).

Soit environ $5^{\circ}45'$ dans notre cas, ce qui correspond au faisceau principal, mis en évidence en air calme, et particulièrement net en ondes stationnaires.

Pour les mesures que nous avons à effectuer, le faisceau principal n'était pas suffisamment défini sur les bords. En utilisant un diaphragme, nous sommes cependant arrivés à avoir une meilleure définition des extrémités des ondes élémentaires ultrasonores, par ailleurs légèrement affaiblies dans l'ensemble. Le diamètre optimum trouvé fut de 30 mm pour les longueurs d'onde utilisées.

D'autre part, le faisceau principal, le seul conservé grâce au diaphragme a une largeur telle (environ 20 mm) qu'il ne permet pas d'obtenir les caractéristiques de l'écoulement dans une région de faible étendue.

On essaya différents miroirs paraboliques, afin de diminuer la largeur du faisceau, mais aucune amélioration notable ne fut obtenue.

Puisque les ondes ultrasonores devaient traverser un profil, on a étudié leur passage à travers un tube cylindrique, dont le diamètre intérieur correspondait à celui du diaphragme précédent et dont on faisait varier la longueur et la position par rapport au diaphragme.

Dans les meilleures conditions, les stries étaient vues dans une grande partie du champ à la sortie du tube et assez nettes, mais on a pu constater que le faisceau d'ultrasons était beaucoup plus divergent que sans tube cylindrique.

Le guidage des ondes ultrasonores, comme pour les ondes électromagnétiques, entraîne leur diffraction à l'autre extrémité qui sert au guidage. La diffraction peut être évitée si le diamètre d du tube est $\geq 5\lambda$ [10].

Dans les profils utilisés, de 30 mm d'épaisseur, on pratique des trous coniques dont les diamètres extrêmes — côté veine et côté sirène — étaient respectivement de 30 et 40 mm.

Dans les essais effectués avec la fréquence $\nu \neq 57\,000$ cycles/s, la valeur du rapport $\frac{d}{\lambda}$ est ≥ 5 , ce qui nous place dans les conditions favorables pour éviter la diffraction.

La principale difficulté, que nous avons déjà signalée, était constituée par le courant d'air accompagnant le faisceau d'ultrasons.

Divers écrans furent essayés; les uns arrêtant le courant d'air totalement ou presque, mais absorbant notablement les ultrasons (cellophane, feuille de clinquant très mince, tissus en nylon, papier calque), furent éliminés.

Les autres laissaient passer les ultrasons, mais n'arrêtaient que très partiellement le courant d'air (tissus tels que toile serrée, baptiste, etc.).

La soie artificielle a donné à peu près satisfaction, bien que laissant encore passer une partie du courant d'air et affaiblissant légèrement le faisceau ultrasonore.

Les travaux d'EHRET et HAHNEMANN [11] sur l'oscillateur aérodynamique nous permettaient également d'espérer éliminer le courant d'air.

Cet appareil, tel qu'il a été réalisé par EHRET et HAHNEMANN, est une sirène de Hartmann dans laquelle on a remplacé le fond fixe du résonateur par une membrane de même fréquence propre qui, vibrant en résonance, constitue la source d'ultrasons. On élimine ainsi le courant d'air qui accompagne les ultrasons dans la sirène du type classique, l'air étant rejeté en arrière de la membrane par des orifices appropriés.

En plus de cet avantage majeur, la membrane vient affleurer au profil qui ne se trouve pratiquement pas modifié.

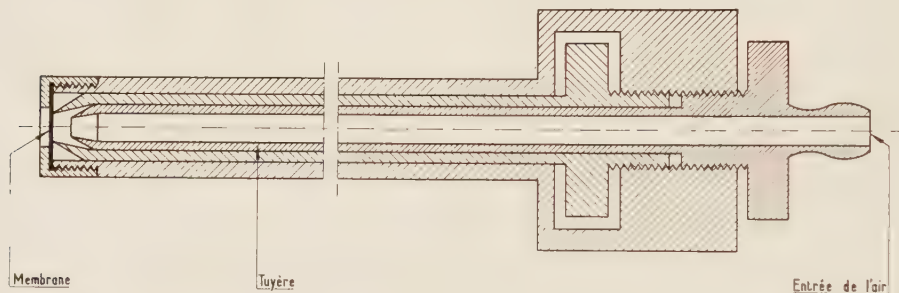


Fig. 12. — Oscillateur aérodynamique

Par suite, un oscillateur aérodynamique sans résonateur a été mis au point au laboratoire par J. CRABOL [12] et [13] (*fig. 12*).

Les essais faits avec cet appareil montrent que, pour une même tuyère et une même membrane, on peut avoir une gamme de fréquences plus étendue qu'avec la sirène équipée de la même tuyère et du résonateur correspondant, uniquement en faisant varier les pressions d'air comprimé ou la distance tuyère-membrane.

Le fonctionnement également semble plus stable et la puissance acoustique est un peu plus élevée qu'avec le quartz. La puissance acoustique est, cependant, insuffisante, et des essais satisfaisants en soufflerie n'ont pu être réalisés.

B) Aménagement des tuyères.

1° TUYÈRE SUBSONIQUE.

Il a été construit une tuyère à veine rectangulaire subsonique de 30 cm de long :

— les profils avaient 30 mm d'épaisseur et étaient distants de 70 mm ;

— les parois latérales étaient munies de glaces de strioscopie pour l'observation du faisceau d'ultrasons. La partie utile des premières glaces utilisées était approximativement de 60 mm sur 120 mm.

Nous avons vu, plus haut, que l'un des profils était percé d'un trou conique, permettant le passage des ultrasons et, de plus, muni d'un écran de soie maintenant dans une certaine mesure la continuité de la paroi. La sirène de Hartmann était placée dans une boîte étanche, afin que l'écoulement du courant gazeux dans la tuyère soit le moins perturbé possible par l'orifice de communication percé dans le profil. Par contre, il fallait prévoir que le fonctionnement de la sirène serait perturbé par les dépressions provenant de la veine et qu'il faudrait en modifier le réglage en cours de fonctionnement. Le débit d'air de la sirène était évacué par un trou oblique auxiliaire percé dans le même profil en aval de la zone visualisée (*fig. 13*).

Le dispositif a été expérimenté à l'Institut Aérotechnique de Saint-Cyr sur un compresseur Gnome et Rhône fonctionnant par aspiration sur la tuyère.

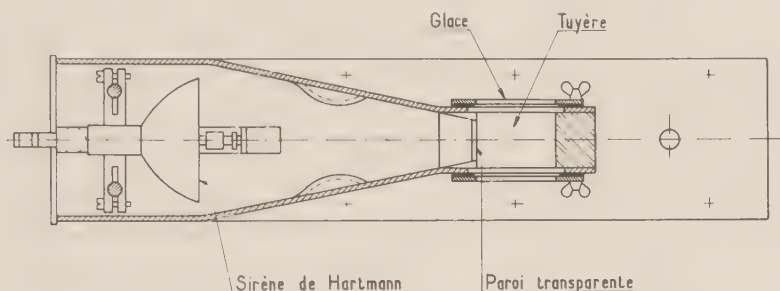


Fig. 13. — Schéma de montage de la tuyère subsonique

2° TUYÈRE SUPERSONIQUE.

La tuyère supersonique à veine rectangulaire qui a été employée pouvait donner un nombre de Mach de 1,4. Il est d'ailleurs aisé de modifier le profil de la tuyère, si l'on désire d'autres nombres de Mach.

On ne parvient à obtenir un champ sensiblement uniforme de vitesses que pour des nombres de Mach au moins égaux à 1,3, dans un espace relativement restreint. Cet espace est celui qui est situé à l'intérieur du losange formé par les ondes de choc. D'après des résultats d'essais antérieurs, la vitesse y serait uniforme à 5 % près.

Sur les faces latérales, les glaces de strioscopie, biseautées et scellées dans des plateaux métalliques, de 12 mm d'épaisseur, démontables, permettent la visualisation du phénomène dans le divergent, au niveau du losange. La partie utile des glaces, de 15 mm d'épaisseur, est de 135 mm sur 85 mm. Les plateaux métalliques ont été spécialement surfacés du côté de la veine afin de ne pas perturber l'écoulement. Un trou cylindrique, de 30 mm de diamètre, laissant passer les ultrasons, a été percé au voisinage du sommet du losange (*fig. 14*). La distance des

deux profils, à ce niveau, est d'environ 75 mm. Il peut également être intéressant d'envoyer les ultrasons un peu après le col, de manière à explorer une région de vitesse variable.

Les principales difficultés rencontrées sont dans ce cas :

— la longueur du trou cylindrique, à travers le profil et le bâti de la soufflerie, d'environ 15 cm, diminue beaucoup l'intensité du faisceau ultrasonore et augmente la diffraction d'une façon sensible;

— dans le domaine supersonique, un trou de diamètre si important par rapport aux dimensions du profil entraînera de grandes perturbations (naissance

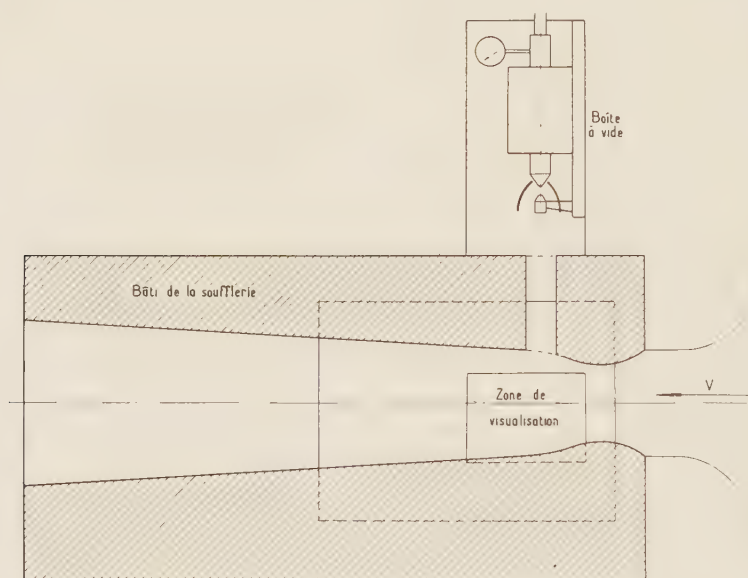


Fig. 14. — Emission des ultrasons normalement à l'écoulement
(Tuyère supersonique)

d'ondes de choc, turbulence, etc.). Il était impossible de tendre de la soie sur le trou, car elle aurait été arrachée sitôt la mise en marche du compresseur et le profil n'aurait cependant pas été continu.

V. — RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

1^o Domaine subsonique [14].

Le phénomène était observé sur verre dépoli, puis enregistré sur plaques panchromatiques Guilleminot — format $4\frac{1}{2} \times 6$ — (fig. 15 à 20). On pouvait donc suivre les déviations du faisceau ultrasonore qui suivait sans inertie les variations de vitesse du compresseur. Dès que la vitesse moyenne atteignait 30 m/s environ, le faisceau réfléchi sur le profil opposé se séparait nettement du faisceau incident. Afin de pouvoir contrôler notre méthode, nous avons placé dans la paroi une prise

de pression statique (diamètre = 0,1 mm environ) à l'amont de la zone d'émission des ultrasons, environ à 5 cm de l'axe du trou d'émission.

Cette prise de pression était reliée soit à un manomètre à alcool pour les faibles vitesses, soit à un manomètre à mercure pour les vitesses plus élevées.

Le faisceau ultrasonore était réglé avant la mise en marche de la soufflerie. Dès que la vitesse du compresseur devient notable, le faisceau disparaît. Pour le rendre visible à nouveau, il fallait diminuer la pression d'alimentation de la sirène de Hartmann afin de rétablir le rapport de détente initial.

Conditions à l'infini amont :

$$P_{\infty} = 750,2 \text{ mm de mercure,}$$

$$t_{\infty} = 19,6^{\circ} \text{ C.}$$

TABLEAU I

PLAQUE N°	M_{us}	M_s
1*	0	0
2*	0,11	0,11
3	0,15	0,15
4*	0,22	0,19
5	0,24	0,22
6	0,30	0,25
7	0,31	0,27
8*	0,33	0,29
9	0,33	0,31
10*	0,33	0,33
11	0,35	0,35
12	0,48	0,45
13	0,55	0,50
14*	0,59	0,61

* Ce signe indique que les plaques marquées correspondent respectivement aux figures 15, 16, 17, 18, 19 et 20.

M_{us} désigne le nombre de Mach donné par les déviations du faisceau ultrasonore. Ces déviations sont les moyennes de trois mesures successives d'un même angle formé par les bords du faisceau ultrasonore d'une part lorsque le compresseur a une certaine vitesse, d'autre part lorsque la vitesse du compresseur est nulle, afin d'avoir un repère de zéro. Pour faire ces mesures, on passe les clichés à l'agrandisseur, réglé de façon à obtenir le maximum de contraste, et l'on trace sur papier les bords du faisceau.

M_s désigne le nombre de Mach donné par la sonde de pression statique, les pressions étant lues au moment de la prise du cliché.

Les valeurs obtenues pour la vitesse moyenne d'écoulement concordent à 5 % près environ, en général, avec celles que l'on peut déduire de la prise à la paroi, dans les cas précédents.



Fig. 15. — $M = 0$

Sens de l'écoulement —>



Fig. 16. — $M = 0,11$



Fig. 17. — $M = 0,19$

Sens de l'écoulement —>



Fig. 18. — $M = 0,29$

Sens de l'écoulement ———>



Fig. 19. — $M = 0,33$



Fig. 20. — $M = 0,61$

Sens de l'écoulement ———>

2° Domaine transsonique.

Désirant poursuivre nos recherches et obtenir des résultats dans ce domaine, les profils de la tuyère subsonique furent légèrement modifiés et leur écartement dans toute la zone de visualisation fut ramené à 63 mm.

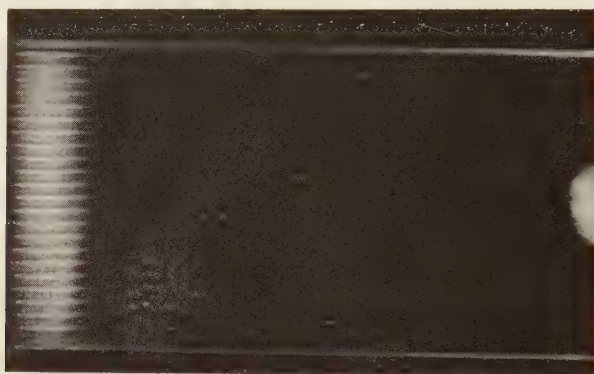


Fig. 21. — $M = 0$

Mais, dans les conditions d'essais ($P_{\infty} = 749$ mm de mercure, et $t_{\infty} = 16,2^{\circ} \text{C}$) au niveau de la prise de pression statique à la paroi, il ne nous a pas été possible de dépasser la vitesse de 215 m/s, la tuyère d'essai ayant dû, pour des raisons matérielles, être montée en amont d'une tuyère supersonique qui limitait le débit

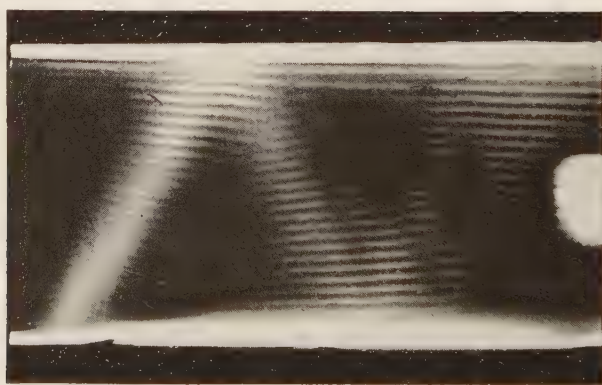


Fig. 22. — $M = 0,61$

et il n'a pas été possible de travailler avec cette tuyère dans le domaine transsonique.

Avec ces nouveaux profils, nous disposons de glaces de strioscopie donnant un champ de visualisation plus large (150 mm $\times$ 100 mm), ce qui nous permit d'observer plusieurs réflexions successives du faisceau ultrasonore sur les profils (fig. 22, la fig. 21 montrant le faisceau ultrasonore à vitesse nulle) et de retrouver la valeur de la vitesse mesurée au moyen de la sonde de pression statique à la paroi.

3° Domaine supersonique.

Les premiers essais faits avec la sirène de Hartmann et le trou béant dans le profil n'ont donné aucun résultat satisfaisant, les ultrasons disparaissant à peu près complètement quand la tuyère est amorcée.

Les perturbations apportées par le trou dans le profil doivent masquer, en partie, le phénomène et, d'autre part, on peut probablement expliquer la disparition des ultrasons par le fait que, déjà affaiblis par la traversée assez longue du profil, ils sont absorbés dans la zone supersonique où la masse spécifique du fluide est relativement faible.

VI. — INTERPRÉTATION DES RÉSULTATS

1° Comparaison des mesures de vitesse par les deux méthodes.

Les mesures de déviation du faisceau ultrasonore étaient particulièrement délicates du fait que les extrémités des ondes élémentaires étaient assez mal définies, en raison des phénomènes de diffraction déjà signalés. Les mesures ne sont donc pas précises, et ne donnent qu'une déviation, donc une vitesse, moyenne.

Cependant, nous avons constaté en déplaçant une sonde de pression statique au centre de la veine, d'une extrémité à l'autre de celle-ci, que les vitesses augmentaient d'une façon sensible depuis la région où se trouvait la sonde de pression statique à la paroi jusqu'au col réel de la tuyère. Il n'est donc pas surprenant que la sonde de pression statique à la paroi, placée à l'amont du faisceau ultrasonore, indique, en général, des résultats inférieurs à ceux donnés par le faisceau, ce qui ressort du tableau des résultats I.

Cela diminuerait l'écart entre les deux méthodes en faveur de la méthode étudiée.

Dans la tuyère transsonique, nous avons pu observer que les faisceaux réfléchis avaient une inclinaison plus grande que le faisceau incident, et d'autant plus grande qu'on s'éloignait davantage de la zone d'émission, c'est-à-dire vers l'aval, ce qui est en accord avec les résultats donnés par la sonde qu'on déplaçait dans la tuyère.

2° Aspect des ultrasons.

Dès nos premiers essais, nous avons observé que, même en source permanente, les ondes ultrasonores étaient visibles, et qu'on avait affaire à des ondes stationnaires pendant l'écoulement.

Nous avons émis à ce sujet plusieurs hypothèses. Il semble que l'interprétation la plus naturelle soit la suivante :

— L'émission d'ultrasons se produirait dans un champ plus étendu que ne laissent supposer les clichés et il en résulterait dans les parties communes aux faisceaux incidents et réfléchis des phénomènes d'interférences.

En général, les ondes restent parallèles à elles-mêmes et ne subissent qu'une simple translation.

Aux vitesses déjà élevées — vers 200 m/s — les ondes sont beaucoup moins nettes, mais nous avons pu vérifier qu'au voisinage du diaphragme, sur le faisceau incident, elles étaient presque normales à la direction moyenne du faisceau, alors qu'au voisinage de la surface réfléchissante elles redeviennent parallèles à la paroi, ce qui est en accord avec la théorie de Brillouin (p. 19).

Le faisceau ultrasonore utilisé, comme nous l'avons déjà vu, a une largeur d'environ 20 mm, ce qui ne permet pas l'exploration d'une zone très étroite pour les mesures de vitesse d'écoulement et de célérité locale du son, que nous nous étions proposés de faire.

3° Perturbations créées par le trou dans le profil.

Nous avons pu mettre en évidence les perturbations qu'apportait le trou, servant à l'émission des ultrasons, dans le profil, en faisant l'étude de la répartition transversale des vitesses avec une sonde de Pitot sensiblement au niveau du trou (distance de l'extrémité de la sonde à l'axe du trou émettant des ultrasons = 22 mm).

Le relevé est fait de mm en mm à partir de 5 mm du profil étudié.

Profils distants de 63 mm.

Conditions à l'infini amont :

$$p_{\infty} = 754 \text{ mm de mercure,}$$

$$t_{\infty} = 23^{\circ} \text{ C.}$$

TABLEAU II

d mm	V m/s
5	
6	40,5
7	128,5
8	174,5
9	194
10	194
11	193,5
12 - 13	193,5
14 - 15 - 16	191,8
17	191,2
...	...
58	191,2

La sonde de pression statique à la paroi distante d'environ 73 mm de l'extrémité du Pitot indiquait une vitesse constante pendant tout le relevé des pressions

dynamiques, soit $V_t = 179$ m/s environ. L'effet du trou se fait donc encore sentir à 9 mm du profil percé (*fig. 23*). Ce qui explique que le faisceau ultrasonore soit moins incliné au niveau du trou qu'il ne l'est par la suite dans la veine (*fig. 17, 18 et 19*). La soie tendue sur le trou se gonfle, créant ainsi une zone de décollement au niveau et en aval de cet écran et une couche limite plus épaisse : c'est ce qui permet d'expliquer l'indication du manomètre lorsque l'extrémité du Pitot se trouve dans cette zone; les pressions indiquées sont en effet en sens inverse des pressions des autres régions. Dans ce cas, on ne peut plus calculer la vitesse par la relation habituelle.

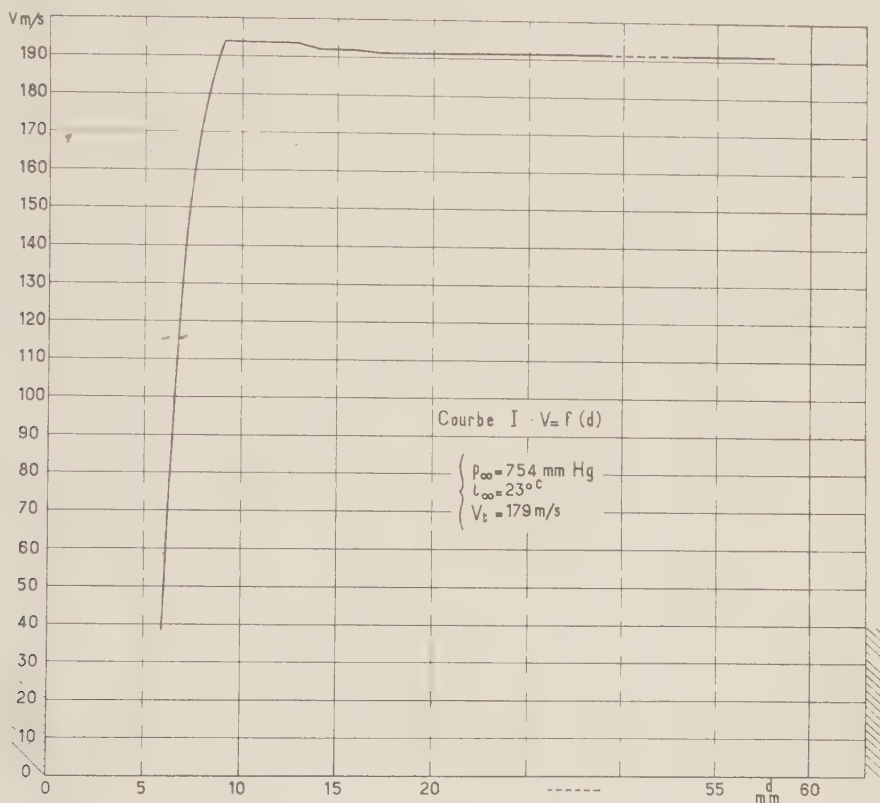


Fig. 23

VII. — CONCLUSIONS

Les problèmes soulevés par l'émission d'ultrasons normalement à l'écoulement sont nombreux et très délicats à résoudre, précisément dans le domaine des vitesses transsoniques et subsoniques. Mais il est permis de penser, à la suite de ces travaux, que si l'on arrive à avoir un moyen de production d'ultrasons qui soit suffisamment puissant, sans perturber l'écoulement, et qui fournisse des fréquences assez élevées, on pourra utiliser cette méthode pour la détermination des caractéristiques d'un écoulement à grande vitesse.

DEUXIEME PARTIE

ÉMISSION DU FAISCEAU ULTRASONORE DANS LE SENS DE L'ÉCOULEMENT

I. — PRINCIPE DE LA MÉTHODE

Le faisceau d'ondes ultrasonores progressives planes est émis dans le sens de l'écoulement. La sirène de Hartmann est disposée à l'entrée du collecteur de la même soufflerie que précédemment (voir Première Partie); les vitesses y sont

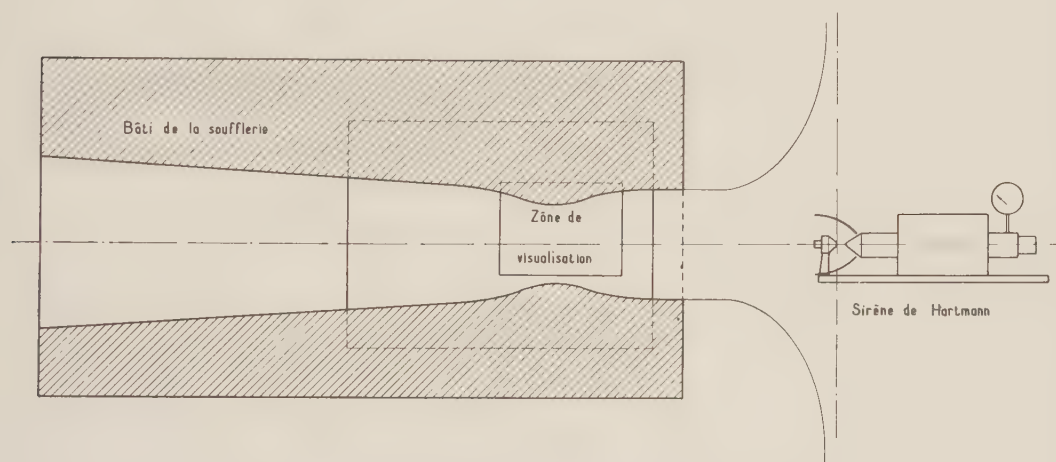


Fig. 24. — Emission des ultrasons parallèlement à l'écoulement
(Profil transsonique)

faibles, et l'on peut considérer le fluide incompressible et l'écoulement plan, étant donnée la section rectangulaire de la veine. Le collecteur étant d'allure hyperbolique, le point d'intersection de ses asymptotes est un point d'arrêt, d'après la théorie des écoulements potentiels plans. C'est en cette région que nous avons placé la sirène ce qui, d'une part, permet d'avoir une pression presque constante de l'air au voisinage du générateur d'ultrasons, et par conséquent une fréquence constante des ondes ultrasonores, et, d'autre part, ne modifie sensiblement pas l'écoulement, puisque, dans toute cette région, la vitesse est très faible (*fig. 24*).

La visualisation a été effectuée par striescopie instantanée à l'étincelle. Nous avons vu plus haut (Tuyère supersonique, Première Partie, p. 27) que les glaces de striescopie étaient fixes dans les plaques métalliques latérales démontables. Par suite, afin de pouvoir suivre le phénomène dans les différents domaines, — supersonique, transsonique, subsonique —, nous avons fait exécuter plusieurs jeux de profils qui devaient nous donner, dans le champ de visualisation, la zone à étudier. En faisant varier progressivement la vitesse de l'écoulement, on pourra suivre le champ de vitesses dans la tuyère, par la déformation des ondes ultrasonores qui, théoriquement, si l'on peut considérer le phénomène comme isentropique, doivent épouser les courbes d'isovitesse. De l'intervalle des ondes, il sera facile de déduire le nombre de Mach.

II. — CONSIDÉRATIONS THÉORIQUES

1° Détermination du nombre de Mach M et de la température absolue T [19].

Nous supposons que le plan de symétrie de l'écoulement permanent est aussi celui des ondes ultrasonores.

Connaissant le rapport entre la longueur d'onde apparente λ , pour la vitesse V de l'écoulement, et la longueur d'onde réelle, λ_α , à vitesse nulle, il est possible d'avoir le nombre de Mach M en un point déterminé de l'écoulement.

On a, en effet, d'après la construction de HUYGHENS, les relations suivantes, où ν est la fréquence :

$$\lambda_\alpha = \frac{a_\alpha}{\nu} \quad \text{et} \quad \lambda = \frac{V + a}{\nu}.$$

D'où l'on déduit :

$$\frac{\lambda}{\lambda_\alpha} = \frac{V + a}{a_\alpha}.$$

Mais, on sait, d'après la relation de Saint-Venant, que la vitesse du son est fonction de la vitesse V , c'est-à-dire du nombre de Mach M .

Pour un gaz parfait, de chaleurs spécifiques constantes, on a :

$$a^2 = a^2 \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \right).$$

D'où la relation :

$$\frac{\lambda}{\lambda_\alpha} = \frac{M + 1}{\sqrt{1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2}}.$$

Après avoir mesuré λ et calculé le rapport $\frac{\lambda}{\lambda_\infty}$, connaissant λ_∞ , on déduit par la courbe $\frac{\lambda}{\lambda_\infty} = \varphi(M)$ (*fig. 25*) la valeur de M au point étudié.

La connaissance de $\frac{\lambda}{\lambda_\infty}$ permet également de déduire la température absolue T en ce point, connaissant la température absolue T_∞ à l'infini amont, puisque :

$$\frac{T}{T_\infty} = \left(\frac{a}{a_\infty}\right)^2 = \frac{1}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2},$$

et que M vient d'être déterminé.

Sur le même diagramme que précédemment, nous avons tracé la courbe $\frac{\lambda}{\lambda_\infty} = f\left(\frac{T}{T_\infty}\right)$ qui permet de déduire T , après avoir obtenu $\frac{\lambda}{\lambda_\infty}$ expérimentalement (*fig. 25*).

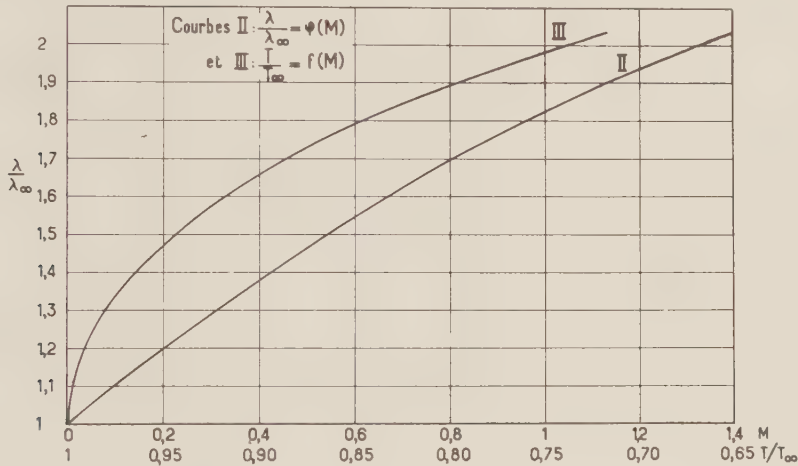


Fig. 25

Pour pouvoir déterminer le nombre de Mach moyen et la température moyenne correspondant à une région aussi réduite que possible de l'écoulement, il y aurait intérêt à employer des fréquences très élevées afin que les fronts d'onde soient le plus rapprochés possible.

D'autre part, afin d'avoir des mesures précises, il faudrait que la fréquence d'émission soit parfaitement stable pendant une même série d'essais, ce qui ne peut être réalisé que si la sirène de Hartmann est alimentée en gaz pur sous une pression rigoureusement constante.

2° Traversée d'une onde de choc par les ondes ultrasonores.

Deux auteurs, BURGERS [15] et BLOKHINTZEV [16], ont étudié théoriquement le passage d'ondes sonores à travers une onde de choc et ils ont trouvé qu'une onde de choc droite, moyennant certaines hypothèses, devait être transparente aux ondes sonores.

BURGERS a montré que lorsque deux ondes de choc se rencontrent ou qu'une onde de choc rencontre une onde de détente, une ligne frontière apparaît, marquant un changement d'entropie du gaz. Il a donc émis l'hypothèse qu'un phénomène analogue devait se produire lorsque des ondes sonores rencontrent une onde de choc. Dans la théorie qu'il a donnée, on considère un écoulement unidimensionnel de gaz parfait et l'on suppose que l'onde de choc droite est la limite de séparation de deux milieux ayant des caractéristiques différentes (pression, densité, température, célérité locale du son, etc.).

Dans la région 1, en amont de l'onde de choc, le fluide est animé d'une vitesse supersonique, tandis que dans la région 2 le fluide s'éloigne de l'onde de choc avec une vitesse subsonique.

Soit une onde ultrasonore émise dans la région 1 vers l'onde de choc à la vitesse a_1 par rapport au gaz. On sait que normalement, lorsque des ondes sonores se propagent dans deux milieux de caractéristiques différentes, une partie de l'onde incidente se réfléchit sur la surface de séparation des deux milieux, tandis que l'autre partie est transmise. Donc, au niveau de l'onde de discontinuité, une partie de l'onde ultrasonore émise passera dans le milieu 2, mais il est impossible qu'il y ait réflexion de l'onde ultrasonore dans la région 1, celle-ci étant animée d'une vitesse supersonique.

Il semble qu'il y ait une impossibilité de réalisation simultanée des deux conditions aux limites (continuité des masses en translation-pressions), mais cette impossibilité est levée du fait qu'apparaît dans la région subsonique une variation de l'entropie du gaz qui traverse l'onde de choc. Cette variation d'entropie cesse d'être constante du fait qu'à l'onde de choc se superpose une onde sonore; on a donc un champ périodique de variation d'entropie. Il y a donc une véritable absorption des ondes ultrasonores par l'onde de choc. On peut supposer de plus que, par suite des variations périodiques de l'état du gaz de part et d'autre de l'onde de choc, celle-ci n'occupe pas une position invariable, ce qui augmenterait considérablement l'absorption par analogie avec une membrane élastique.

3° Calcul théorique de l'absorption des ondes ultrasonores par l'onde de choc.

Essayons de voir ce que permet de prévoir la théorie acoustique sur l'absorption des ondes sonores lorsque celles-ci traversent deux milieux et si ces résultats étayent la théorie de Burgers.

Le rapport de l'amplitude de l'onde réfléchie à celle de l'onde incidente est donné par :

$$\frac{A_r}{A_i} = \frac{\rho_1 a_1 - \rho_2 a_2}{\rho_1 a_1 + \rho_2 a_2}$$

(indice 1 : milieu 1; indice 2 : milieu 2), ou :

$$\frac{A_r}{A_i} = \frac{1 - \frac{\rho_2 a_2}{\rho_1 a_1}}{1 + \frac{\rho_2 a_2}{\rho_1 a_1}}$$

Mais l'équation exprimant la conservation de la masse :

$$\rho_1 V_1 = \rho_2 V_2$$

(V = vitesse de l'écoulement) permet d'exprimer $\frac{\Lambda_r}{\Lambda_i}$ en fonction des nombres de Mach à l'amont et derrière l'onde de choc; comme le nombre de Mach critique $M_c = \frac{V}{a_c}$ peut être obtenu directement par des tables en partant de M , exprimons $\frac{\Lambda_r}{\Lambda_i}$ en fonction de M_c .

Dans le cas où l'onde de choc est normale à la vitesse :

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{a_1^2}{a_2^2} = \frac{1}{M^2 c_2} = M^2 c_1$$

(a_c = célérité locale critique du son).

D'autre part, d'après la relation de Prandtl :

$$\frac{V_1^2}{2} + \frac{a_1^2}{\gamma - 1} = \frac{\gamma + 1}{2(\gamma - 1)} a_c^2,$$

soit :

$$\frac{V_1^2}{a_c^2} + \frac{2}{\gamma - 1} \frac{a_1^2}{a_c^2} = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1},$$

$$\frac{a_1^2}{a_c^2} = \frac{\gamma - 1}{2} \left[\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} - M^2 c_1 \right];$$

de même :

$$\frac{a_2^2}{a_c^2} = \frac{\gamma - 1}{2} \left[\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} - M^2 c_2 \right].$$

D'où :

$$\frac{a_1^2}{a_2^2} = \frac{\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} - M^2 c_1}{\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} - M^2 c_2}.$$

Posons $\beta = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1}$, il vient :

$$\frac{a_1^2}{a_2^2} = \frac{\beta - M^2 c_1}{\beta - M^2 c_2} = \frac{M^2 c_1 (\beta - M^2 c_1)}{\beta M^2 c_1 - 1},$$

$$\left(\frac{\rho_2 a_2}{\rho_1 a_1} \right)^2 = M^2 c_1 \frac{\beta M^2 c_1 - 1}{\beta M^2 c_1}.$$

D'où finalement :

$$\frac{A_r}{A_i} = \frac{1 - M_{c_1} \sqrt{\frac{\beta M_{c_1}^2 - 1}{\beta - M_{c_1}^2}}}{1 + M_{c_1} \sqrt{\frac{\beta M_{c_1}^2 - 1}{\beta - M_{c_1}^2}}}.$$

Si nous construisons la courbe $\frac{A_r}{A_i} = f(M)$ (fig. 26), nous pouvons constater qu'au voisinage de $M=1$, le rapport $\frac{A_r}{A_i}$ est voisin de $\frac{1}{10}$, ce qui, pour l'énergie

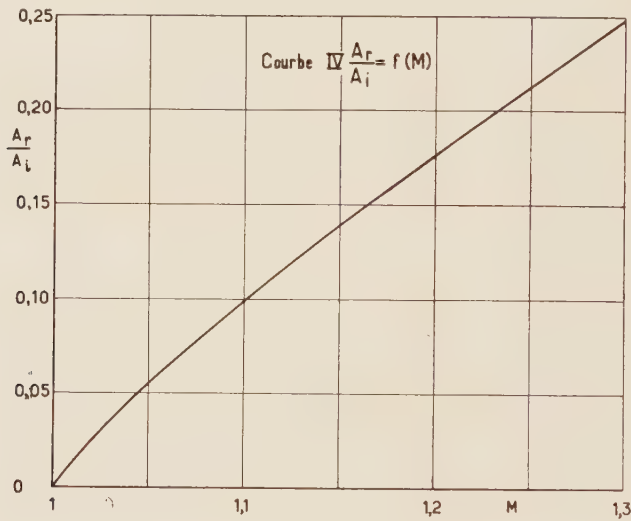


Fig. 26

réfléchi donne une valeur très faible, puisque l'énergie acoustique est proportionnelle au carré de l'amplitude. Théoriquement, une grande partie des ondes ultrasonores doit traverser l'onde de choc, tandis que l'énergie réfléchi sera transformée en variation d'entropie.

III. — RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

1° Domaine supersonique.

La tuyère utilisée était celle qui donnait un nombre de Mach d'environ 1,4 pour la vitesse maximum du compresseur.

Les premières expériences furent faites avec des ondes ultrasonores dont la fréquence est voisine de 57 000 cycles/s.

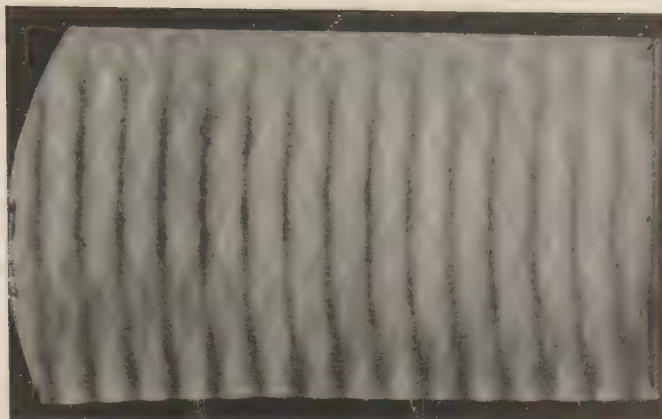


Fig. 27. — $M = 0$

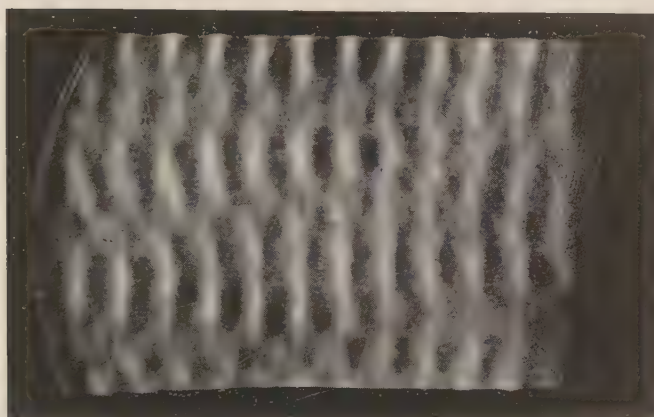


Fig. 28. — $M = 0.3$



Fig. 29. — $M = 0.54$

← Sens de l'écoulement

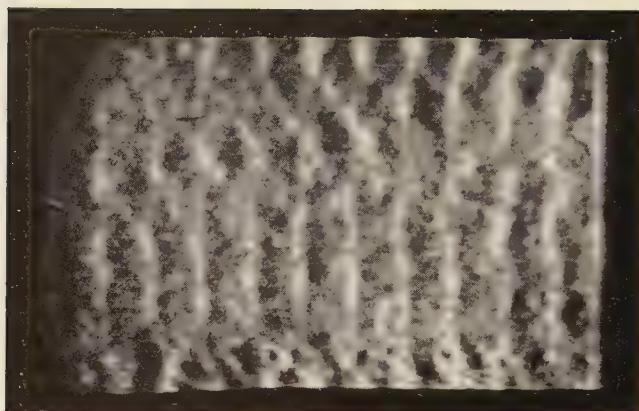


Fig. 30. — $M = 0,55$

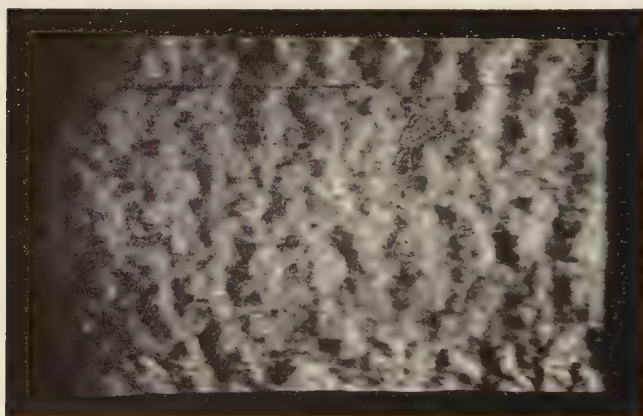


Fig. 31. — $M = 0,61$



Fig. 32. — Écoulement perturbé

--- Sens de l'écoulement

Les clichés furent pris sur film de 35 mm « Super XX Kodak » au moyen d'un appareil « Alpa-Reflex », le système Reflex ayant l'avantage de permettre de suivre le phénomène jusqu'à l'instant même de la photographie.

En faisant croître le nombre de Mach, nous avons pu constater qu'effectivement les stries s'écartaient sous l'influence de la vitesse d'écoulement et qu'elles étaient visibles jusqu'à un nombre de Mach d'environ 0,6. Les mesures de vitesse par la longueur d'onde apparente étaient possibles jusqu'à ce nombre de Mach (*fig.* 27 à 32). La *figure* 32 montre qu'au delà de $M \neq 0,6$ l'écoulement devient perturbé et masque totalement les ultrasons.

En augmentant encore la vitesse, l'écoulement devenait tourbillonnaire juste avant l'amorçage de la soufflerie et les perturbations qui en résultaient rendaient invisibles les ultrasons. Une fois la soufflerie amorcée, l'écoulement étant redevenu normal, il ne fut pas possible de distinguer les ondes ultrasonores dans le domaine supersonique.

Le problème était de savoir si les ondes ultrasonores étaient absorbées au passage de l'onde de choc droite.

Afin de pouvoir observer le phénomène au passage du col, celui-ci fut reculé, sur de nouveaux profils, jusqu'au niveau de la chambre d'expérience et l'observation effectuée dans le domaine de vitesses transsoniques.

Suivant l'axe de la veine, avait été placée une sonde de pression statique très fine, qui pouvait être déplacée d'un bout à l'autre de la chambre d'expérience et permettait ainsi d'effectuer des comparaisons entre les deux procédés.

Cette sonde permettait également de provoquer une onde de choc oblique en un point déterminé de la zone de visualisation.

2° Domaine transsonique [19].

Les premiers profils transsoniques utilisés laissaient voir le col vers la gauche du champ de visualisation; et, indépendamment des mesures de vitesse, il était intéressant d'étudier la propagation des ultrasons dans la région de l'onde de choc.

On procéda de la même façon que précédemment, c'est-à-dire en faisant croître les vitesses, avec les ultrasons de même fréquence, et l'on put suivre les mêmes phases qu'avec les profils supersoniques. Lorsque la vitesse sonique était atteinte, les ultrasons semblaient être absorbés et ne se distinguaient plus au voisinage de l'onde de choc.

Les mesures que nous avons pu faire sur les clichés obtenus, tant que la vitesse était subsonique, correspondent à peu près aux résultats donnés par la sonde.

Les erreurs sont dues principalement au fait que l'écartement des stries est trop grand aux vitesses subsoniques élevées (environ 10 mm) et que le contraste n'est pas très grand, en raison de l'absorption des ultrasons, ce qui augmente les erreurs de pointé des lectures. Il faudrait donc augmenter la fréquence des ultrasons afin d'obtenir des stries plus rapprochées et plus fines, mais la puissance

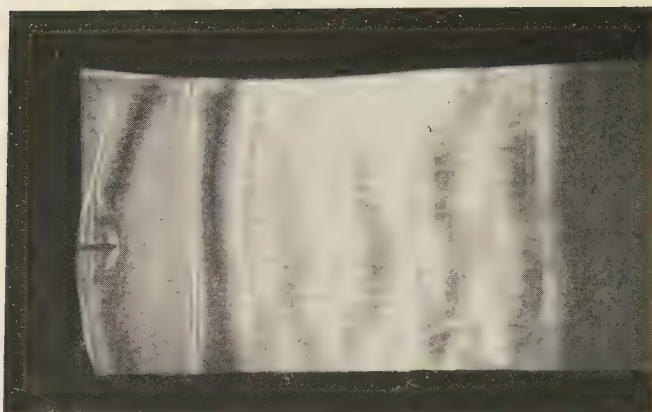


Fig. 33

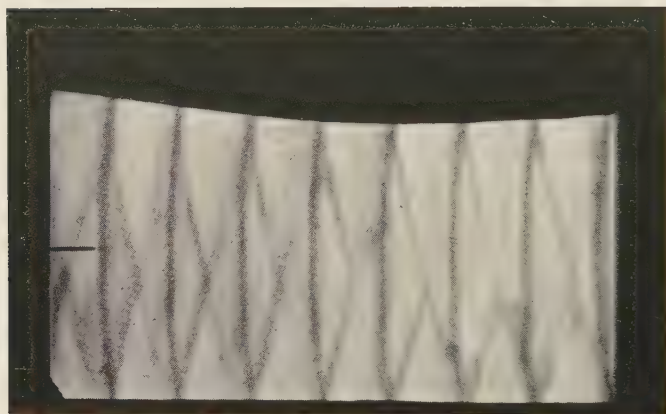


Fig. 34. — $M = 0$

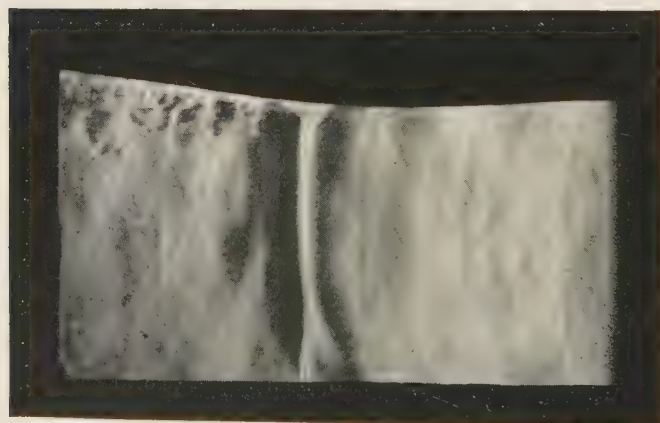


Fig. 35

← Sens de l'écoulement

d'émission de la sirène diminuerait et, d'autre part, l'absorption, qui est proportionnelle au carré de la fréquence, augmenterait notablement.

Afin de vérifier la théorie de Burgers sur la traversée des ondes de choc par les ondes sonores, nous avons donc repris les mêmes essais, mais en diminuant fortement la fréquence des ultrasons, puisque l'absorption acoustique du milieu est d'autant plus faible que la fréquence est plus basse (le diamètre de la tuyère était de 1,5 mm et celui du résonateur de 2 mm, ce qui, avec les réglages de distance tuyère-résonateur et de pression convenables, fournissait une fréquence d'environ 22 000 cycles/s). Comme on peut l'observer sur la *figure 33*, nous avons pu constater, cette fois, que les ultrasons franchissaient l'onde de choc droite. Cette figure montre qu'après la traversée de l'onde de choc l'onde ultrasonore visible est cependant bien affaiblie par rapport aux ondes ultrasonores qui précèdent l'onde de choc. Malgré tout, l'expérience confirmait la théorie de Burgers.

Afin d'obtenir quelques résultats quantitatifs, malgré la grande longueur d'onde des ultrasons, nous avons fait exécuter d'autres profils de façon que le col de la tuyère se trouve vers le milieu du champ de visualisation. Dans ces conditions, nous avons pu mettre en évidence plusieurs plans d'onde de part et d'autre de l'onde de choc droite, c'est-à-dire pour des vitesses transsoniques (*fig. 34 à 38*).

Les ondes ultrasonores semblent assez affaiblies en aval de l'onde de choc, ce qui n'est pas trop surprenant avec toutes les causes d'absorption qui peuvent intervenir.

En introduisant la sonde de pression statique dans la zone de visualisation et en poussant à sa valeur maximum le régime du compresseur, nous avons alors formation d'ondes de choc obliques. Les ondes ultrasonores les traversent également, mais leur forte absorption dans le domaine supersonique est à signaler (*fig. 39*).

TABLEAU III

NUMÉROS des FIGURES	x cm	M_{us}	M_s	VALEUR MOYENNE de M_s
35	$1 \leq x \leq 5$	0,82	$0,8 \leq M_s \leq 1$	0,9
	$12 \leq x \leq 14$	0,75	0,8 (1)	0,8
36	$1 \leq x \leq 5$	0,91	$0,8 \leq M_s \leq 1$	0,9
	$10 \leq x \leq 13$	0,87	$0,8 \leq M_s \leq 0,87$ (1)	0,84
37	$1 \leq x \leq 5$	0,91	$0,8 \leq M_s \leq 1$	0,9
	$10 \leq x \leq 13$	0,87	$0,8 \leq M_s \leq 0,87$ (1)	0,84
38	$2 \leq x \leq 5$	$0,87 < M_{us} < 1,2$	$0,8 < M_s < 1$	0,9

(1) Pour les zones qui se trouvent derrière l'onde de choc, nous n'avons pas tenu compte des corrections à apporter aux nombres de Mach donnés par la sonde de pression statique, le col de la tuyère se trouvant très près de l'onde de choc, ce qui n'entraînerait que de faibles corrections.

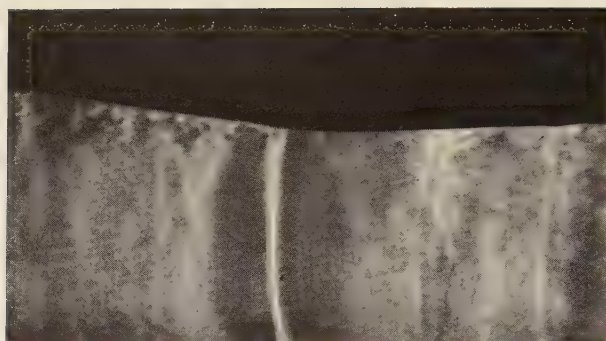


Fig. 36

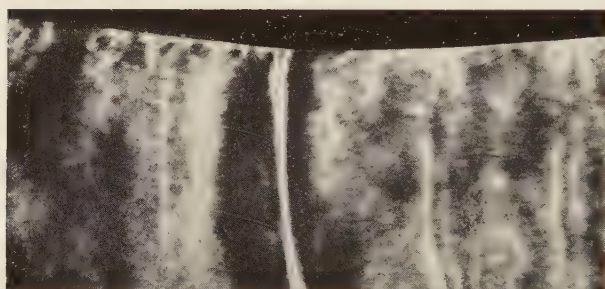


Fig. 37

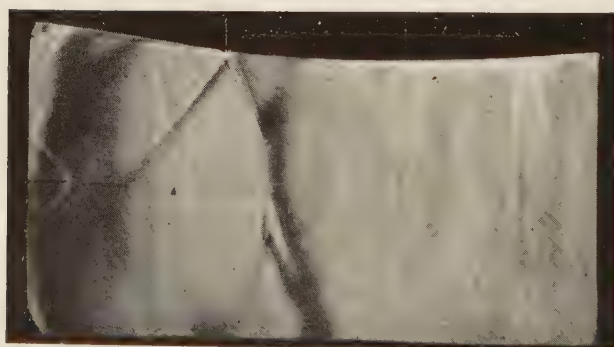


Fig. 38

← — Sens de l'écoulement

Dans le tableau III, nous avons comparé les résultats fournis, d'une part par les ondes ultrasonores, M_{us} , et, d'autre part par la sonde de pression statique, M_s , d'après le relevé de gradient longitudinal de pression fait dans les mêmes conditions que les figures.

La dernière colonne représente la valeur de la moyenne arithmétique des nombres de Mach donnés par la sonde statique dans la zone où ont été relevées les pressions statiques.

La position x du trou de la sonde de pression statique est repérée par rapport au bord extrême amont de la glace de visualisation et le relevé de pression est fait de centimètre en centimètre à partir de ce repère. Les mesures des longueurs d'onde sont faites approximativement à 1 % près, ce qui fournit les nombres de Mach avec une assez bonne précision.

Les mesures des vitesses ne donnent évidemment qu'une valeur moyenne correspondant à l'intervalle séparant deux ondes successives variant suivant la valeur du nombre de Mach, la longueur d'onde utilisée étant de l'ordre de 16 mm.

3° Réseau d'ultrasons et d'ondes de choc sphériques.

Afin de déterminer d'une façon plus précise le champ aérodynamique, nous avons utilisé simultanément — en collaboration avec M^{lle} LANIÈCE et M. TISSEAU — un faisceau ultrasonore émis suivant l'axe de l'écoulement, et des ondes de choc sphériques produites par un détonateur électrostatique ponctuel placé dans la paroi de l'un des profils, au niveau de la zone de visualisation. Ces deux sortes de perturbations émises à angle droit étaient visualisées, à l'aide d'un fil incliné à 45° placé au centre de courbure du miroir sphérique, et nous avons réussi à les photographier ensemble d'une façon assez nette (fig. 40 et 41) à vitesse d'écoulement nulle.

Il est vraisemblable qu'une strioscopie ponctuelle aurait fourni une plus grande sensibilité de visualisation dans toutes les directions, et nos recherches n'ont pu être poursuivies du côté du réseau de perturbations en raison de l'état actuel de la strioscopie, car les ondes ultrasonores disparaissaient même pour une faible vitesse de l'écoulement.

IV. — INTERPRÉTATION DES RÉSULTATS

1° Comparaison avec la sonde de pression statique.

La sonde de pression statique peut fournir un résultat en un point précis de la tuyère, étant donnée la dimension très réduite du trou, mais nous savons qu'une sonde aussi fine qu'elle soit apporte des perturbations à l'écoulement dans lequel elle se trouve, surtout aux vitesses élevées.

Nous avons vu que les longueurs d'onde utilisées étaient encore beaucoup trop grandes pour avoir un résultat précis en un point de l'écoulement, mais

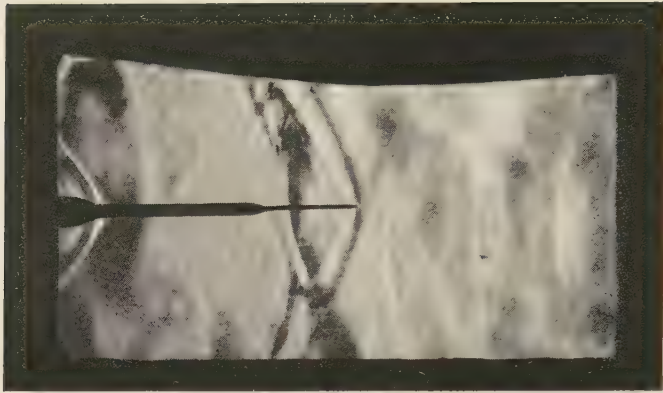


Fig. 39

Sens de l'écoulement

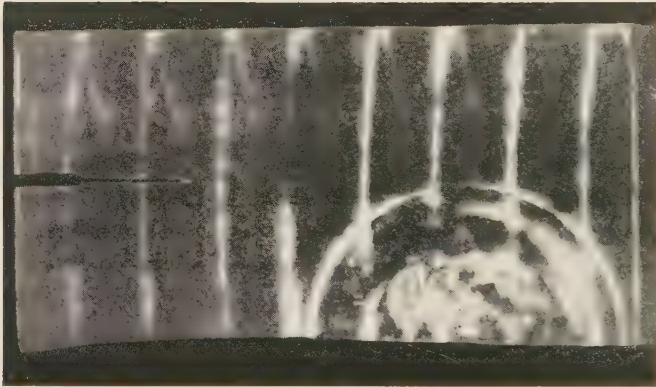


Fig. 40

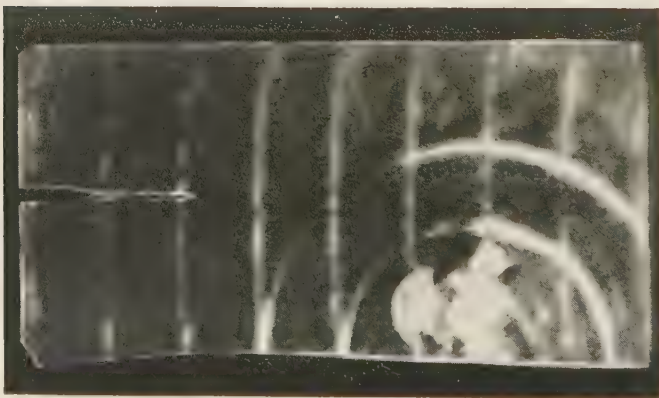


Fig. 41

l'absorption des ultrasons nous limitait dans le choix de la fréquence à utiliser. Nous ne pouvons donc faire qu'une comparaison des ordres de grandeur donnés par les deux méthodes pour les nombres de Mach.

2° Aspect des ondes et du faisceau ultrasonores.

Au repos, les ondes ultrasonores observées ne sont pas rigoureusement planes, mais légèrement sphériques. D'autre part, le faisceau est divergent, ce qu'on pourrait peut-être expliquer par un effet du guidage par la tuyère.

Au niveau de la zone de visualisation, il occupe pratiquement tout le champ et les extrémités des ondes viennent se réfléchir sur les profils.

3° Relation entre l'absorption des ultrasons et la densité à l'amont de l'onde de choc.

Nous avons vu à la suite de nos essais successifs que l'absorption des ultrasons jouait un rôle important. Il est probable que, lorsqu'on s'approche du col, cette absorption augmente rapidement, les ondes ultrasonores se propageant dans un milieu de densité décroissante, ce qui permettrait d'expliquer en partie la disparition des ultrasons dans cette région.

La sonde que l'on peut déplacer suivant l'axe longitudinal de la tuyère nous a permis de faire l'étude du gradient longitudinal de pression, d'où l'on peut déduire les nombres de Mach et la variation de la densité ρ en fonction de l'abscisse, puisque, dans le cas d'un écoulement isentropique subsonique,

$$\left| \frac{\rho}{\rho_\infty} = \left(\frac{p}{p_\infty} \right)^{1/\gamma} \right|$$

Nous savons par les travaux de ROCARD [17], BERGMANN [18], WOOD [6], etc., que les principaux facteurs qui interviennent dans l'absorption du son sont :

- a) la viscosité;
- b) le rayonnement thermique;
- c) la conductibilité calorifique;
- d) l'absorption quantique du son;
- e) la diffusion dans le cas des mélanges de gaz.

Dans notre cas particulier, l'absorption due au rayonnement est négligeable ainsi que l'absorption quantique, les fréquences n'étant pas très élevées.

L'absorption du son est supérieure lorsqu'il y a dans l'air un certain taux d'humidité (diffusion par la vapeur d'eau). On chauffait la chambre où s'effectuaient les essais afin de diminuer le taux d'humidité et d'empêcher la formation des ondes de condensation.

Le coefficient d'absorption le plus important est celui dû à la viscosité dont la valeur est donnée par la relation :

$$\alpha = \frac{8 \pi^2 \mu v^2}{3 \rho a^3}$$

(μ : coefficient de viscosité).

La valeur du coefficient d'absorption due à la conductibilité calorifique est environ le $\frac{1}{10}$ de celle due à la viscosité.

Afin d'avoir un ordre de grandeur du coefficient d'absorption par viscosité dans les conditions d'essais, nous allons exprimer les coefficients μ , a et ρ en fonction de la température absolue locale T et de la pression p qui peuvent être facilement connues soit par les mesures de pression statique, soit par des tables.

Pour le coefficient de viscosité, la relation de Sutherland donne :

$$\frac{\mu}{\mu_{\infty}} = \sqrt{\frac{T}{T_{\infty}}} \cdot \frac{1 + \frac{c}{T_{\infty}}}{1 + \frac{c}{T}}$$

(c : coefficient de Sutherland = 120 dans le système M.T.S., pour l'air).

Pour la masse spécifique, on sait que :

$$\frac{\rho}{\rho_{\infty}} = \left(\frac{T}{T_{\infty}} \right)^{\frac{1}{\gamma-1}},$$

et que, pour la vitesse du son :

$$\frac{a}{a_{\infty}} = \sqrt{\frac{T}{T_{\infty}}}.$$

D'où l'on tire :

$$\frac{\mu}{\rho \cdot a^3} = \frac{\mu_{\infty}}{\rho_{\infty} \cdot a_{\infty}^3} \cdot \frac{1 + \frac{c}{T_{\infty}}}{1 + \frac{c}{T}} \cdot \left(\frac{T}{T_{\infty}} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}},$$

soit :

$$\frac{\mu}{\rho \cdot a^3} = \frac{\mu_{\infty}}{\rho_{\infty} \cdot a_{\infty}^3} \cdot \frac{1 + \frac{c}{T_{\infty}}}{\left(1 + \frac{c}{T} \right) \cdot \left(\frac{p}{p_{\infty}} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}}$$

Les quantités μ_∞ , ρ_∞ et a_∞ étant déterminées par les conditions de température et de pression à l'infini amont pour un essai, on peut poser :

$$k = \frac{8}{3} \pi^2 \cdot \frac{\mu_\infty}{\rho_\infty \cdot a_\infty^3},$$

qui est constant durant l'essai.

En unités M.T.S. :

$$\mu_\infty = 0,1782 \cdot 10^{-7};$$

$$\rho_\infty = 12,255 \cdot 10^{-4};$$

$$T_\infty = 288^\circ \text{ K};$$

$$c = 120;$$

$$a_\infty = 340 \text{ m/s.}$$

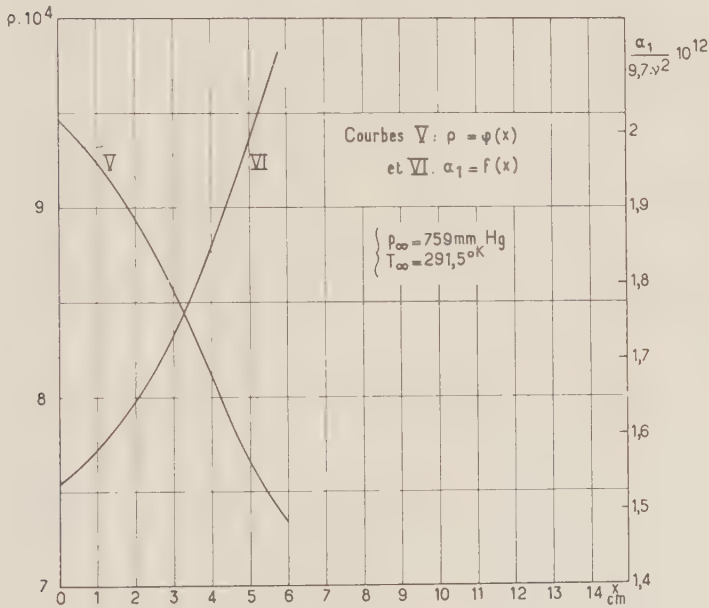


Fig. 42

D'où l'on tire :

$$k = 9,7 \cdot 10^{-12},$$

$$\frac{\alpha}{9,7 \cdot 10^{12}} = \frac{1 + \frac{c}{T_\infty}}{\left(1 + \frac{c}{T}\right) \cdot \frac{\rho}{\rho_\infty}}.$$

A la valeur trouvée, on ajoutera le $\frac{1}{10}$ de sa valeur pour tenir compte du coefficient d'absorption due à la conductibilité calorifique, soit α_1 le coefficient obtenu.

Les résultats de ρ et de α_1 sont donnés en fonction de x par le tableau IV.

TABLEAU IV

x cm	$p_\infty - p$ mm de Hg	$\frac{p}{p_\infty}$	M	$\frac{\rho}{\rho_\infty}$	$\rho \cdot 10^4$	$\frac{T_\infty}{T}$	$\frac{\alpha}{9,7 \cdot v^2} \cdot 10^{12}$	$\frac{\alpha_1}{9,7 \cdot v^2} \cdot 10^{12}$
0	233	0,694	0,74	0,771	9,45	1,110	1,395	1,535
1	250	0,670	0,77	0,752	9,21	1,122	1,439	1,583
2	270	0,645	0,81	0,731	8,96	1,132	1,492	1,641
3	299	0,606	0,87	0,700	8,56	1,152	1,579	1,737
4	326	0,571	0,93	0,671	8,21	1,174	1,665	1,832
5	365	0,519						
		0,528	1	0,635	7,781	1,205	1,8	1,98

$p_\infty = 759$ mm de mercure.
 $T_\infty = 291,5^\circ$ K.

(Courbes correspondantes *fig.* 42.)

Au niveau du col, nous pouvons constater que la forte augmentation de l'absorption des ultrasons correspond à une diminution importante de la densité. absorption d'autant plus forte que la fréquence est plus grande, ce qui explique qu'aux premiers essais effectués avec les premiers profils transsoniques et la fréquence la plus élevée, nous n'ayons pas pu observer les ultrasons de l'autre côté de l'onde de choc.

V. — CONCLUSIONS

Les essais effectués par cette méthode ont montré qu'il était possible de faire des mesures de vitesse et de température, mais que la précision était limitée en raison de la longueur d'onde un peu trop élevée des ultrasons.

D'autre part, en faisant choix d'une fréquence pas trop élevée, la théorie de Burgers [15] sur la traversée des ondes de choc par les ondes sonores a pu être vérifiée expérimentalement.

Le problème de la mesure de l'absorption des ondes acoustiques, sonores et ultrasonores, par les ondes de choc droites ou obliques, est encore à résoudre :

— soit par microphotométrie, si l'on arrive à avoir des clichés uniformément éclairés par la strioscopie instantanée;

— soit par des procédés purement acoustiques.

Afin d'éviter les perturbations amenées inévitablement par une soufflerie, il serait intéressant de reprendre les derniers essais, qui viennent d'être décrits, dans un tube de choc.

CONCLUSIONS GÉNÉRALES

Les résultats qui ont été obtenus au cours des essais rapportés dans le présent mémoire, et ceux qui ont été signalés par d'autres auteurs [3], [9], [20] permettent de préciser ce que l'on peut attendre de la méthode ultrasonore dans l'étude des écoulements, et spécialement des écoulements transsoniques et supersoniques.

L'emploi d'un faisceau d'ultrasons émis à partir de la paroi d'une soufflerie sera toujours une opération délicate aux grandes vitesses puisqu'il faut éviter de perturber l'écoulement dans la région de la mesure.

En l'absence de possibilités de visualisation, la méthode de COREY [9] peut fournir la valeur de la vitesse et celle de la température, avec une précision acceptable, mais la mesure porte nécessairement sur une assez longue distance et ce procédé n'est pas applicable à l'étude du champ d'écoulement proprement dit. Quant au procédé par visualisation, en l'état actuel des choses, il ne semble pouvoir fournir avec une précision suffisante, et cela dans des conditions favorables, que la température. C'est le thermomètre ultrasonore de MARLOW [3].

Au contraire, l'émission d'ultrasons dans la direction et le sens de l'écoulement, ou même en sens inverse si l'écoulement est subsonique, peut permettre des mesures locales de vitesse et de température beaucoup plus précises.

La définition du procédé devrait encore être améliorée, mais il ne paraît guère douteux qu'en poursuivant les efforts dans ce sens, en faisant appel, en particulier, à des émetteurs d'ultrasons plus puissants de manière à pouvoir augmenter la fréquence, on ne puisse parvenir à créer dans le fluide en écoulement un véritable réseau d'ondes ultrasonores permettant une étude détaillée, à la fois du champ des vitesses et de celui des températures.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] M. TISSEAU. — La Recherche Aéronautique, n° 5, septembre 1948.
- [2] R. KLING. — Rapport technique O.N.E.R.A. 399₁/1947.
R. KLING. — Rapport technique O.N.E.R.A. 399₂/1948.
- [3] MARLOW, NISEWAYER et CADY. — J. of Applied Physics, VIII, 1949.
- [4] J. HARTMANN. — *a)* The acoustic air-jet generator. Ingeniorvidenskabelige Skrifter, 1939, n° 4, Copenhagen;
b) Phil. Mag. (7), Bd 11, 1931, S. 926;
c) Phys. Rev. (2), Bd 20, 1932, S. 719;
d) J. Phys. Radium (7), Bd 6, 1935, S. 123.
- [5] POHLMANN. — Naturwiss 23, 1935, p. 511.
- [6] WOOD. — Acoustics, p. 161. Blackie and Son Limited, London.
- [7] MILNE. — Phil. Mag., vol. 47, p. 97, 1921.
- [8] L. BRILLOUIN. — Les tenseurs en Mécanique et en Elasticité, 1946, p. 268. Masson, Paris.
- [9] COREY. — Institute of the Aeronautical Sciences, n° 267.
- [10] HUBBARD, ZARTMAN et LARKIN. — *Etude optique des champs acoustiques près des bords diffractants*. J. of Optical Soc. of Amer., octobre 1947, p. 832.
- [11] EHRET et HAHNEMANN. — *Oscillateur aérodynamique*. Jahrbuch der Deutschen Luftfahrtforschung, t. II, 1940, p. 445.
- [12] J. CRABOL. — Rapport O.N.E.R.A. D. 283 E.
- [13] R. KLING et J. CABROL. — C.R. Acad. Sc., Paris, 5 décembre 1949.
- [14] G. DUBOIS et R. KLING. — C.R. Acad. Sc., Paris, 228, janvier 1949, p. 363.
- [15] BURGERS. — *Propagation des ondes sonores à travers une onde de choc*. Rapport n° 47. Labo. d'Aéro. et d'Hydrodynamique de l'Ecole Supérieure Technique de Delft, février 1946. Trad. O.N.E.R.A. n° 1109.
- [16] BLOKHINTZEV. — Lebedev Physical Institute, Acad. Sc. U.R.S.S., octobre 1945.
- [17] Y. ROCARD. — Propagation et absorption du son. Hermann, Paris.
- [18] L. BERGMANN. — Ultraschall, Berlin, 1950.
- [19] G. DUBOIS, R. KLING et E. VIEILLEDENT. — C.R. Acad. Sc., Paris, 233, 9 juillet 1951, p. 129.
- [20] M. MERLE. — Notes du C.R.S.I.M. n°s 262 du 14-12-1950 et 265 du 26-12-1950.

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE
DE LA STRUCTURE D'UN BROUILLARD ARTIFICIEL

Vu et approuvé :

Paris, le 26 novembre 1951.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

A. CHATELET.

Vu et permis d'imprimer :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

Jean SARRAILH.



IMPRIMERIE



IMPRIMERIE